

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539 [125+171]

**АДРОНЫ И КВАРКИ В СОУДАРЕНИЯХ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ\*)**

***Л. Van-Hove***

*Обзор новых результатов.—Сведения о внутренней структуре адронов из их взаимодействий с лептонами.—Сильные взаимодействия.*

**1. ВВЕДЕНИЕ. ОБЗОР НОВЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ**

**a) Экспериментальные результаты**

За последние пять лет в физике элементарных частиц было получено много новых результатов. Особенно это касается наших экспериментальных сведений о слабых взаимодействиях и об адронах, т. е. о частицах, участвующих в сильных взаимодействиях. В первом случае крупнейшим событием, несомненно, было обнаружение в 1973 г. на эксперименте нового типа слабого взаимодействия, так называемого слабого взаимодействия центральных токов<sup>1</sup>.

Что касается адронов, гипотеза о том, что они представляют собой составные объекты, содержащие кварки, связанные полем глюонного типа, существенно укрепилась после того, как с ее помощью успешно удалось построить простую единую картину многих явлений, начиная с адронной спектроскопии и описания чисто адронных реакций и кончая глубоконеупругим рассеянием лептонов на адронах<sup>2</sup> и  $e^+e^-$ -аннигиляцией в адроны<sup>3</sup>.

Были открыты новые метастабильные адроны и их свойства удалось объяснить, постулируя существование нового адронного квантового числа, названного очарованием (чармом), которое аналогично введенному ранее понятию о странности. Получающаяся при этом картина довольно проста, если ее формулировать в терминах кварков. В добавок к трем обычным кваркам (часто обозначаемым буквами *u* и *d* от слова *up* — вверх, *d* от слова *down* — вниз и *s* от слова *strange* — странный \*\*\*) вводят четвертый кварк *c* от слова *charm* — очарование<sup>4</sup> (чарм).

Наличие очарования оказывается глубоко связанным со свойствами слабых взаимодействий нейтральных токов, в частности, с присущим им свойством сохранять странность. Слабая связь четырех кварков приводит к изящному объяснению этого факта. В действительности, теоретическое

\*) L. Van Hove, Hadrons and Quarks in High Energy Collisions. Preprint CERN, Genève, 17 May 1977. Перевод И. М. Дремина.

\*\*) Буква *s* часто связывается со словом *sideways* — вбок (англ.). (Прим. перев.)

предсказание было сделано прежде, чем удалось экспериментально подтвердить наличие очарования<sup>5</sup>.

Помимо этих достижений, которые хорошо укладываются в рамки стройной картины частиц и их взаимодействий, следует упомянуть различные экспериментальные факты и указания на то, что все же эта картина пока еще не полна. Среди них стоит отметить два основных типа явлений:

1) доказательства в пользу рождения новых частиц, которые, по-видимому, являются новыми лептонами с массой около  $1,9 \text{ Гэв}$ , в  $e^+e^-$ -аннигиляции при энергии в системе центра масс около (или выше)  $4 \text{ Гэв}$ <sup>6</sup>, а также  $\mu^+\mu^-$  — резонансов с массами около  $9,5 \text{ Гэв}$  в протон-ядерных соударениях при энергии  $400 \text{ Гэв}$ <sup>7</sup>;

2) существование очень узких мезонных резонансов в области масс вблизи  $2 \text{ Гэв}$ , которые, кажется, могут быть объяснены как узкие барион-антибарионные состояния или же с помощью соответствующего расширения рамок кварковой модели<sup>8</sup>.

Наконец, следует упомянуть и аномальные соударения адронов, в которых рождаются вторичные частицы с большим поперечным импульсом<sup>9</sup>. Хотя обычно их принято рассматривать как следствие взаимодействия точечных составляющих адронов, они все же еще не настолько хорошо изучены и поняты, чтобы на их основе делать какие-либо определенные заключения о справедливости или неправдоподобности такой интерпретации.

### б) Теоретические результаты

Существенный прогресс был достигнут и с теоретической стороны, причем работа, которая стимулировала это продвижение, велась в течение длительного периода времени порядка 25 лет, начиная с формулировки первой неабелевой калибровочной теории поля в 1954 г.<sup>10</sup>. Что касается установленных теоретических результатов (в отличие от теоретических «спекуляций» или моделей), то наиболее важными среди них, конечно, являются концепция о спонтанном нарушении симметрии и обусловленном им механизме появления масс у калибровочных полей<sup>11</sup>, доказательство перенормируемости неабелевых калибровочных теорий<sup>12</sup> и обнаружение того факта, что эти теории обладают свойством асимптотической свободы<sup>13</sup>, т. е. эффективная константа связи стремится к нулю по мере перехода к процессам со всем большей передачей импульса (для пространственнонаподобных 4-импульсов).

Этот замечательный ренессанс квантовой теории поля сопровождался огромным количеством модельных построений, которым он служил теоретической основой. Наиболее плодотворные результаты здесь связаны с едиными калибровочными теориями слабых и электромагнитных взаимодействий<sup>5, 14</sup>. В случае слабых взаимодействий такие теории были подкреплены тем, что их предсказания о константе связи нейтральных токов были подтверждены данными о реакциях взаимодействия нейтрино при высоких энергиях, а также тем изящным построением, с помощью которого в них удалось ввести квантовое число чарм. Однако до сих пор еще нет полностью удовлетворительной схемы и не хватает нескольких важных экспериментальных фактов. Один из них может вскоре проясниться; это относится к вопросу об эффектах нарушения четности, связанных со слабыми взаимодействиями нейтральных токов, при оптических переходах в атомах. Другие, более существенные эксперименты касаются предсказаний о существовании промежуточных бозонов, переносящих слабые взаимодействия, с массами, лежащими, возможно, в интервале

от 50 до 100 Гэв. Стандартная модель Вайнберга — Салама<sup>14</sup> с углом смешивания  $\theta_W$ , определяемым по измеренной силе взаимодействий нейтральных токов ( $\sin^2 \theta_W = 0,24 - 0,37$ ), предсказывает значения  $m_{W^\pm} = 60 - 75$  Гэв,  $m_{Z^0} = 80 - 100$  Гэв для масс заряженных и нейтрального промежуточных бозонов соответственно. Эти предсказания зависят от модели, однако указанные значения масс все еще слишком высоки для того, чтобы можно было рождать промежуточные бозоны на современных ускорителях.

В случае сильных взаимодействий многие теоретики предпочитают рассматривать схему, в которой кварки взаимодействуют с глюонными полями неабелевого калибровочного типа, причем как кварки, так и глюонные поля обладают новым набором квантовых чисел, отвечающих группе  $SU(3)$ , который был введен довольно давно<sup>15</sup> и теперь называется цветом. Эта схема, обычно именуемая квантовой хромодинамикой, обладает свойством асимптотической свободы и потому служит хорошим кандидатом для теории, оправдывающей феноменологический успех кварковой модели. Помимо этого, широко распространено мнение, что в ее рамках удастся объяснить удержание кварков, хотя теоретические основания в пользу этого не очень надежны.

## 2. СВЕДЕНИЯ О ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЕ АДРОНОВ ИЗ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ЛЕПТОНАМИ

### а) Глубоконеупругое взаимодействие лептонов с нуклонами

Вслед за первыми успехами в классификации адронов кварковая модель привела к новым удивительно простым результатам при едином описании глубоконеупругих процессов взаимодействия электронов, нейтрино и антинейтрино с нуклонами<sup>\*)</sup>:

$$\begin{aligned} e + N &\rightarrow e + N^*, \\ \nu_\mu + N &\rightarrow \mu^- + N^*, \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \mu^+ + N^*. \end{aligned} \quad (2.1)$$

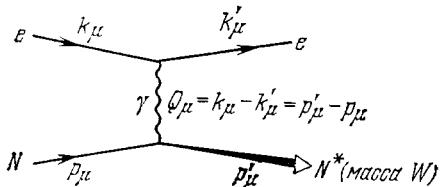


Рис. 1. Кинематика процесса неупругого рассеяния электрона на нуклоне. Обмениваемая частица — виртуальный фотон  $\gamma$ .

Рассмотрим соударение, при котором лептон передает энергию  $Q_0$  и импульс  $Q$  нуклону  $N$ , который переходит в возбужденное состояние  $N^*$  с эффективной массой  $W$  (рис. 1). Измеряя распределения рассеянных лептонов по углам вылета и энергиям, мы получаем информацию о следующей пространственно-временной корреляционной функции токов:

$$A_{\mu\nu} = \int d^4x \exp(iQ_\lambda x^\lambda) \langle j_\mu(x) j_\nu(0) \rangle_N. \quad (2.2)$$

Величина  $j_\mu(x)$  является оператором плотности тока соответствующего лептон-адронного взаимодействия из числа представленных в (2.1), а именно — электромагнитного тока для процессов рассеяния электронов или заряженного слабого тока для процессов рассеяния нейтрино и антинейтрино  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + N^*$ . Усреднение в выражении  $\langle j_\mu(x) j_\nu(0) \rangle_N$  взято по начальному нуклонному состоянию.

<sup>\*)</sup> Сюда же относится и процесс рассеяния мюонов  $\mu + N \rightarrow \mu + N^*$ , но он полностью подобен процессу  $e + N \rightarrow e + N^*$ .

Глубоконеупругой областью рассеяния называется область, в которой как  $Q^2 = -Q_\mu Q_\mu \equiv |\mathbf{Q}|^2 - Q_0^2$ , так и  $W^2$  велики по сравнению с  $m_N^2 \sim 1 \text{ Гэв}^2$ . Она начинается уже при  $Q^2, W^2 \geq 3 \text{ Гэв}^2$  (мы используем единицы, в которых  $\hbar = c = 1$ , и обозначаем нуклонную массу  $m_N$ ; заметим также, что  $Q^2$  всегда положительна, что следует из простых кинематических соображений). Первые важные экспериментальные результаты, полученные вначале на *SLAC* \*) для процесса рассеяния электронов и в *CERN* \*\*) для процессов, вызванных нейтринами, показали, что функция  $A_{\mu\nu}$  не падает, когда  $Q^2$  и  $W^2$  становятся намного больше, чем  $m_N^2$ . Согласно формуле (2.2) это означает, что  $\langle j_\mu(x) j_\nu(0) \rangle_N$  распределено в пространстве-времени не гладко, а должно иметь форму острых всплесков. Простейшая интерпретация этого сводится к тому, что заряд, определяющий токи  $j_\mu(x)$ , считают распределенным в «гранулах» с размерами, много меньшими, чем  $m_N^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}$ . При такой интерпретации наиболее естественное допущение состоит в том, чтобы идентифицировать эти гранулы с кварками, и посмотреть, в какой степени получающаяся при этом очень простая картина способна объяснить основные факты. Нашей целью является краткий обзор того, к чему привел сейчас анализ, проведенный в этом направлении (мы не рассматриваем других подходов, например, основанного на обобщениях идеи о векторной доминантности).

### б) Валентные кварки в глубоконеупругом рассеянии

Наиболее простые аппроксимации, которые можно сделать при этом подходе, таковы:

А1. Ток  $j_\mu(x)$  в формуле (2.1) определяется так называемыми *валентными кварками*, т. е. теми кварками, которые согласно первоначальной кварковой модели являются составляющими нуклона (два *u*-кварка и один *d*-кварк в случае протона, два *d*-кварка и один *u*-кварк в случае нейтрона — у мезонов валентными кварками является пара кварка с соответствующим антикварком);

А2. Кварки считаются свободными дираковскими частицами со спином  $1/2$  и с пренебрежимо малыми массами. Согласно стандартной кварковой модели токи для *u*- и *d*-кварков равны

$$j_\mu^{em} = e \left\{ \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d \right\}, \quad (2.3)$$

$$j_\mu^{ew} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_C \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d + \text{э. с.} \quad (2.4)$$

Индекс *em* относится к электромагнитному току, *ew* означает заряженный слабый ток, а *u* и *d* используются для дираковских волновых функций. Константы связи соответственно равны:

$$e = \sqrt{4\pi\alpha}, \alpha = 1/137 — \text{постоянная Зоммерфельда,}$$

$$G = 10^{-5}/m_p^2 — \text{постоянная Ферми} (m_p — \text{масса протона}),$$

$$\cos^2 \theta_C = 0,95, \theta_C — \text{угол Кабибо.}$$

\*) Стэнфордский линейный ускоритель, США. (*Прим. перев.*).

\*\*) Европейский центр ядерных исследований, Швейцария. (*Прим. перев.*).

В случае рассеяния электронов на нуклонах аппроксимация сводится к расчету с помощью выражения (2.3) упругих процессов (рис. 2):

$$e + u \rightarrow e + u, \quad e + d \rightarrow e + d. \quad (2.5)$$

Для случаев взаимодействий нейтрино и антинейтрино с помощью (2.4) вычисляются двухчастичные процессы:

$$v_\mu + d \rightarrow \mu^- + u, \quad \bar{v}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d. \quad (2.6)$$

Чтобы провести такие расчеты, надо задать 4-импульсы夸克ов при заданном 4-импульсе нуклона. И здесь снова приходится использовать еще одно очень простое допущение:

А3. Если 4-импульс нуклона равен  $P_\mu$ , то 4-импульсы夸克ов  $q_1, q_2, \dots$  равны  $x_1 P_\mu, x_2 P_\mu, \dots$ , где числа  $x_1, x_2, \dots$  могут изменяться в интервале  $0 < x_i < 1$ . Тот факт, что это допущение разумно при очень больших массах  $W$  образовавшейся адронной системы  $N^*$ , можно понять, рассмотрев процесс в координатной системе, где  $N^*$  покоятся, и соответственно 4-импульс налетающего нуклона там очень большой:

$$|\mathbf{P}|, P_0 \gg m_N \quad \text{с} \quad P_0 - |\mathbf{P}| \approx \frac{m_N^2}{2P_0} \approx 0.$$

При этом 4-импульсы夸克ов велики и потому разумно пренебречь их массами, энергиями связи и попечерчным движением внутри нуклона. Тогда 4-импульсы夸克ов совпадают по направлению с  $P_\mu$  в четырехмерном пространстве и потому могут быть представлены в виде  $x_i P_\mu$ .

В рамках сделанных предположений можно полностью вычислить распределения выплетающих лептонов в реакциях (2.5), (2.6) (а следовательно, согласно предположению А2 и в первоначальной реакции (2.1)) в терминах распределений вероятности  $p_i(x_i)$  того, что валентные夸克и в нуклоне обладают импульсом, составляющим долю  $x_i$  от импульса нуклона. Для дифференциального сечения  $d\sigma/dQ^2$  просто получается

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \sum_i \int \frac{d\sigma_i(x_i)}{dQ^2} p_i(x_i) dx_i, \quad (2.7)$$

где  $d\sigma_i(x_i)/dQ^2$  равны сечениям процессов (2.5), (2.6) при импульсе налетающего夸克а, равном  $x_i P_\mu$ . Распределение по  $W^2$  может быть вычислено, если заметить, что выбор отношения  $W^2/Q^2$  фиксирует значение доли импульса  $x$  того конкретного夸克а, который претерпевает рассеяние. Действительно, по определению имеем

$$W^2 = (Q_\mu + P_\mu)^2 \quad \text{или} \quad 2Q_\mu P_\mu = Q^2 + W^2,$$

где массой нуклона пренебрежено (напомним, что  $Q^2$  задано как  $-Q_\mu Q_\mu$ ). С другой стороны, для процессов (2.5), (2.6) в пренебрежении массами имеем

$$(Q_\mu + xP_\mu)^2 = 0 \quad \text{или} \quad 2xQ_\mu P_\mu = Q^2.$$

Следовательно,

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2} \quad \text{и} \quad \frac{dx}{dW^2} = -\frac{x}{Q^2 + W^2}. \quad (2.8)$$

Это приводит к следующему выражению для дважды дифференциального сечения, описывающего распределение вылетающих лептонов

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dW^2} = \frac{x}{Q^2 + W^2} \sum_i \frac{d\sigma_i(x)}{dQ^2} p_i(x), \quad (2.9)$$

где суммирование идет по трем валентным кваркам, а величина  $x$  определяется первой формулой в (2.8).

Замечательно, что только что описанная простая схема с валентными кварками способна воспроизвести в значительной степени основные экспериментальные факты. Именно поэтому глубоконеупругое рассеяние оказалось столь существенную поддержку кварковой модели. Эта схема работает достаточно хорошо при

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2} \geq 0,25 \quad \text{или} \quad W^2 \leq 3Q^2. \quad (2.10)$$

Наиболее впечатляющий успех этой схемы заключается в одновременном описании дважды дифференциальных сечений  $d^2\sigma/dQ^2 dW^2$  для всех трех реакций (2.1) при одной и той же используемой функции распределения  $p_i(x)$ , для которой подобраны достаточно разумные выражения. Однако у этой схемы имеются и свои недочеты, которые мы сейчас попытаемся суммировать.

S1 \*). Основной недостаток обнаруживается при  $x \leq 0,25$ , где сечения оказываются намного больше того, что предсказывает модель трех валентных кварков. Данные при малых  $x$  несовместимы с формулой (2.9), если принять во внимание нормировочное условие для распределения вероятности

$$\int_0^1 p_i(x) dx = 1. \quad (2.11)$$

В действительности, поведение данных при фиксированном значении  $Q^2$  и возрастающих  $W^2$  (т. е. при  $x \rightarrow 0$ ) предполагает, что для их описания с помощью уравнения типа (2.9) надо было бы положить  $p_i \sim x^{-1}$  при малых значениях  $x$ , что противоречит условию (2.11).

S2. Вторым недостатком схемы является то, что из данных по рассеянию электронов, которые более точны, нежели результаты понейтринным реакциям, вытекает, что необходимо ввести слабую зависимость от  $Q^2$  в функции распределения вероятности  $p_i(x)$ . Это так называемое нарушение закона подобия (или скейлинга) подтверждено данными, полученными в Фермиевской лаборатории при изучении глубоко неупругого рассеяния мюонов  $\mu + N \rightarrow \mu + N^*$  с очень большими значениями  $Q^2$  (здесь изучаются те же самые свойства адронов, что и в процессе рассеяния электронов  $e + N \rightarrow e + N^*$ ). Эти недостатки схемы мы обсудим в следующем разделе.

### в) Нарушение скейлинга и другие составляющие нуклона

Тот факт, что простая схема с валентными кварками, описанная в разделе б) гл. 2, представляет собой, в лучшем случае, всего лишь первое приближение к действительности, был не только a posteriori продемонстрирован экспериментальными данными, но и вытекал также из чисто теоретических аргументов. В частности, предположение A2 не может

\*). Буква  $S$  происходит от слова «shortcoming» (англ.). (Прим. перев.)

быть абсолютно верным, так как одним из наиболее удивительных свойств кварков является, конечно, то, что они не рождаются в свободном несвязанном состоянии, и потому надо полагать, что они всегда удерживаются внутри адрона какой-то очень большой *удерживающей их силой*. Это противоречит предположению A2 и потому означает, что такая схема с неизбежностью должна обладать недостатками S2. Однако само по себе замечательно не то, что проявляется *нарушение скейлинга*, а тот факт, что это нарушение оказывается относительно малым и одинаковым в реакциях, вызванных электронами и нейтрино. Кварки ведут себя почти как свободные частицы в малых интервалах пространства и времени. Именно такие интервалы изучаются в глубоконеупругих реакциях. Удерживающие кварки силы становятся важными лишь при больших пространственно-временных интервалах. Поэтому можно ожидать, что удерживающие силы проявят себя, в основном, в том, что произойдет с адронной системой  $N^*$  в более поздние времена, т. е. уже после того, как лептон возбудил ее, ударив по кварку  $q_i$  в столкнувшемся с ним нуклоне: удерживающая сила должна предотвратить улет одного лишь кварка  $q_i$ , заставив его скомбинироваться с вновь рожденными кварками и антискварками так, чтобы  $N^*$  оказалась составленной только из обычных адронов (с кварковым составом  $\bar{q}q$  для мезонов,  $\bar{q}qq$  для барионов и  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$  для антибарионов). Мы еще вернемся к обсуждению проблемы нарушения скейлинга после того, как обсудим недостаток схемы S1, который количественно даже более важен.

Простейшая интерпретация S1 состоит в том, что лептоны взаимодействуют не только с тремя валентными кварками, причем все эти дополнительные эффекты сосредоточены при малых значениях величины

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2}. \quad (2.12)$$

Обычное объяснение состоит в том, что нуклон содержит помимо валентных кварков набор пар кварк-антискварк. При этом каждая пара находится обычно в синглетном состоянии, так что основное правило кварковой модели, гласящее, что квантовые числа адронов определяются валентными кварками, не изменяется. При рассмотрении глубоконеупругих процессов кварки и антискварки в этом так называемом *море кварк-антискварковых пар* считаются удовлетворяющими предположению A2, а потому факт концентрации дополнительных эффектов на малых значениях  $x$  означает, что каждая из пар обладает лишь малой долей  $xP_\mu$  импульса нуклона (формула (2.8) применима к любой из этих пар). Формула (2.9) теперь выглядит иначе. Суммирование должно вестись по всем типам кварков ( $u, d, s, c$ ) и антискварков ( $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}$ ), причем каждое слагаемое должно содержать распределение  $p_i(x)$  для кварка или антискварка соответствующего типа. Для странных и очарованных кварков эквивалентные формулы (2.3), (2.4) записутся в виде

$$j_\mu^{em} = e \left[ \frac{2}{3} \bar{c} \gamma_\mu c - \frac{1}{3} \bar{s} \gamma_\mu s \right], \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} j_\mu^{cw} = \frac{G}{\sqrt{2}} & [\sin \theta_C \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s + \cos \theta_C \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) s - \\ & - \sin \theta_C \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d] + \text{э. с.} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Выражение для очарованных кварков взято из работ <sup>5</sup>. С его помощью удалось успешно описать свойства всех известных сейчас частиц с очарованными кварками, хотя, конечно, правила записи токов с очарованными

кварками не столь хорошо установлены, как это имеет место для обычных  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков.

Простой и наиболее популярный выбор функций  $p_i(x)$  сводит их к двум распределениям,  $P_{\text{val}}(x)$  для валентных кварков и  $P_{\text{sea}}(x)$  для моря кварков и антискварков. Так, например,

$$p_u = 2P_{\text{val}} + P_{\text{sea}}, \quad p_d = P_{\text{val}} + P_{\text{sea}} \text{ для протонов,}$$

$$p_u = P_{\text{val}} + P_{\text{sea}}, \quad p_d = 2P_{\text{val}} + P_{\text{sea}} \text{ для нейтронов,}$$

$$p_{\bar{u}} = p_{\bar{d}} = p_s = p_{\bar{s}} = p_c = p_{\bar{c}} = P_{\text{sea}} \text{ для протонов и нейтронов.}$$

Можно также выбрать  $p_c = p_{\bar{c}} = 0$ , что и делалось, конечно, до открытия очарования. Условие нормировки накладывается лишь на функцию  $P_{\text{val}}$ :

$$\int_0^1 P_{\text{val}}(x) dx = 1.$$

Оно показывает, что число валентных кварков в нуклоне равно трем. Полное число кварков и антискварков в море задается выражением

$$2 \int_0^1 P_{\text{sea}}(x) dx.$$

Используя эти формулы, удалось достаточно хорошо описать большое количество данных. Из сравнения с экспериментом следует, что  $P_{\text{sea}}$  существенно подчеркивает малые значения  $x$  и растет как  $x^{-1}$  при  $x \rightarrow 0$ , обеспечивая тем самым конечное значение  $d^2\sigma/dQ^2 dW^2$  в этом предельном случае. Кроме того, из данных опыта следует, что полный 4-импульс всех кварков и антискварков в нуклоне, который равен  $X P_\mu$ , где

$$X = \sum_i \int x p_i(x) dx = 3 \int x P_{\text{val}}(x) dx + n \int x P_{\text{sea}}(x) dx, \quad n = 6 \text{ или } 8$$

составляет примерно половину 4-импульса нуклона  $P_\mu$ , т. е.  $X = 0,5$ , причем основная доля его приходится на валентные кварки.

Этот факт представляется крайне важным. Даже если все глубоко неупругое рассеяние приписать кваркам и антискваркам нуклона (а мы покажем ниже, что такое предположение является чрезвычайно сильным), то окажется, что эти  $q$  и  $\bar{q}$  составляют всего лишь половину содержимого нуклона. Поэтому обычное объяснение состоит в предположении, что остальная часть нуклона представляет собой кванты мезонного «поля клея» (glue), глюоны, несущие на себе функцию удержания кварков в нуклоне. Считается, что эти глюоны не взаимодействуют непосредственно с лептонами, т. е. не дают вклада в токи  $j_\mu^{em}$  и  $j_\mu^{ew}$ , а значит, и вклада в сечение  $d^2\sigma/dQ^2 dW^2$ .

Таким образом, сформировалась картина строения нуклона с составляющими трех типов — валентными кварками, кварк-антискварковым морем и глюонами. Однако следует помнить, что глюоны и кварки должны взаимодействовать, потому что глюоны должны связывать кварки в нуклоне. Следовательно, наличие заметной глюонной компоненты в нуклоне означает и появление виртуальных  $q\bar{q}$  пар за счет виртуальных переходов

$$\text{глюон} \leftrightarrow q\bar{q}.$$

Тогда описанная выше картина может быть переписана так, что нуклон представляется состоящим из трех валентных кварков и облака глюонов,

которое дает вклад в глубоконеупругое рассеяние лептонов путем рождения пар квартков и антиквартков (рис. 3).

Такая формулировка устраняет также искусственную черту обычного подхода, когда все  $q\bar{q}$ -эффекты в глубоконеупругом рассеянии лептонов приписываются  $q\bar{q}$ -парам, изначала существующим внутри нуклона. Например, в последнем случае нелегко описать процессы дифракционной диссоциации типа

$$\left. \begin{aligned} e \rightarrow e + \gamma_{\text{вирт}}, & \quad \nu \rightarrow \mu + W_{\text{вирт}}, \\ \gamma_{\text{вирт}} + N \rightarrow V + N, & \quad W_{\text{вирт}} + N \rightarrow V + N, \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

в которых виртуальный фотон  $\gamma$  или слабый промежуточный бозон  $W$  дифракционно диссоциируют в мезонное состояние  $V$ . Знание дифракционной диссоциации подсказывает нам, что процесс (2.15) проявляется при конечных, но малых значениях величины  $x = Q^2/(Q^2 + W^2)$  даже в случае больших  $Q^2$ , а мезонное состояние  $V$  будет иметь массу в области  $m_V \ll Q$ . Очевидно, будет намного естественнее сказать, что адрон  $V$  составлен из  $q\bar{q}$ -пары, которая была образована виртуальным фотоном или слабым промежуточным бозоном путем дифракции в глюонном поле нуклона, нежели утверждать, что пара  $q\bar{q}$  из  $V$  и ранее существовала в нуклоне как часть нуклонного моря квартков и антиквартков.

Вернемся теперь к вопросу о скейлинге в глубоконеупругом рассеянии лептонов на нуклонах. При нашей элементарной постановке задачи это — вопрос о справедливости формулы (2.9), когда суммирование ведется по кварткам и антикварткам всех типов, а  $p_i(x)$  не зависит от  $Q^2$ . На эксперименте обнаружено, что с ростом  $Q^2$  функция  $p_i(x)$  медленно растет при малых  $x$  (примерно в области  $x \leq 0,2$ ) и слабо падает при больших значениях  $x$ . Примечательно, что именно такое нарушение скейлинга качественно предсказывается в квантовой хромодинамике, где при фиксированном значении  $x$  имеется логарифмическая зависимость от  $Q^2$ . Это можно понять с помощью простых интуитивных аргументов. При малых значениях  $x$  глубоконеупругое рассеяние лептонов затрагивает виртуальные  $q\bar{q}$ -пары и потому естественно, что все большее число этих пар становится активными, когда с увеличением  $Q^2$  мы переходим ко все меньшим расстояниям. При больших  $x$  все рассеяние обусловлено валентными квартками, а их число фиксировано. Однако при заданном  $x$  их влияние на процесс рассеяния должно уменьшаться по мере роста  $Q^2$ . Это можно объяснить двумя практически одинаковыми способами. Вследствие взаимодействия с глюонным полем квартк обладает формфактором, спадающим с ростом  $Q^2$ . Можно также сказать, что большие  $Q^2$  соответствуют малым расстояниям, а следовательно, выявляют голые компоненты квартка. Чем более «гола» эта компонента, тем меньше ее 4-импульс, а следовательно, тем больше импульс, приходящийся на глюонное облако квартка. В результате этого голые валентные квартки появляются при все меньших значениях  $x$  по мере роста  $Q^2$ . Так как при заданном  $Q^2$  их распределение  $p_i(x)$  является падающей функцией  $x$ , это означает, что  $p_i(x)$  падает

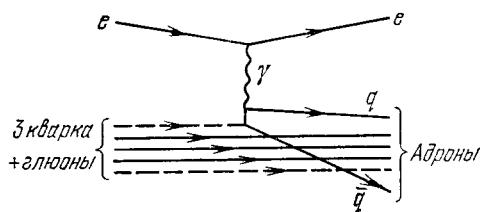


Рис. 3. Вклад квартк-антинквартковых пар в глубоконеупругое рассеяние электрона на нуклоне.

Штриховыми линиями обозначены глюоны.

с ростом  $Q^2$  при фиксированном значении  $x$ . Эти рассуждения показывают, что при возрастании  $Q^2$  предположение А3 в какой-то степени, по-видимому, нарушается в том смысле, что более нельзя пренебречь компонентами импульса кварка, поперечными к импульсу нуклона.

На этом мы закончим обсуждение кварк-глюонной картины внутренней структуры адрона в том виде, как она формируется на основе изучения глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах. Но прежде чем обратиться к проблемам сильных взаимодействий, мы рассмотрим вкратце другой способ изучения структуры адронов с помощью лептонов, который оказался весьма плодотворным в самое последнее время.

### г) Электрон-позитронная аннигиляция в адроны

Процесс аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, который в течение длительного времени был известен как источник очень полезной информации о нейтральных векторных мезонах, при более высоких энергиях стал невообразимо богатым источником новых экспериментальных фактов. Это проявилось при энергиях в системе центра масс, превышающих 3 Гэв, которые стали доступны на накопительных  $e^+e^-$ -кольцах SPEAR в SLAC и DORIS в DESY \*). Помимо векторного мезона  $J/\psi$  с массой 3,095 Гэв и шириной  $69 \pm 15$  кэв, обнаруженного также в Брукхейвене <sup>4</sup>, кольца SPEAR позволили открыть много других частиц, включая очарованные мезоны <sup>4</sup> и, возможно, новый лептон <sup>6</sup>.

Здесь мы кратко остановимся на некоторых основных чертах аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны, которые непосредственно важны для кварк-глюонной картины структуры адронов. Основное предположение, связывающее эти процессы аннигиляции с кварками, весьма напоминает предположение А2 раздела б) гл. 2. Его можно сформулировать следующим образом:

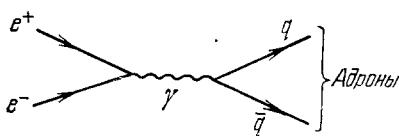


Рис. 4. Иллюстрация приближения А4 для  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны.  
Волнистой линией обозначен фотон  $\gamma$ .

Это предположение, конечно, подвержено тем же ограничениям, которые уже упоминались в случае предположения А2, сформулированного в начале раздела в) гл. 2. В частности, как только кварк и антикварк образовались и стали удаляться друг от друга, действие удерживающей силы должно стать очень сильным и привести к рождению дополнительных  $q\bar{q}$  пар так, чтобы в конечном состоянии все же появились только адроны (в основном мезоны).

Одной из характерных черт данных о  $e^+e^-$ -аннигиляции, существенно подкрепляющих такую картину, является так называемая *струйная структура*, заключающаяся в том, что при наивысших доступных сейчас энергиях (данные SPEAR простираются до энергий в системе центра масс около 8 Гэв) распределение по импульсам рождающихся адронов в каждом событии имеет вытянутую форму (типа струи). Именно этого и следует ожидать, если адроны приобретают лишь небольшие поперечные импульсы относительно направления движения  $q\bar{q}$ -пары, первоначально рожденной в акте аннигиляции. Распределение по углу  $\theta$ , под которым движется  $q\bar{q}$ -пара (это и есть направление движения струи) относительно

\*.) Электронный синхротрон ФРГ. (Прим. перев.)

первичного направления соударения  $e^+e^-$ -пары, достаточно хорошо описывается простой формулой

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} \sim 1 + \cos^2 \theta. \quad (2.16)$$

Именно такое выражение получается при аннигиляции через один виртуальный фотон

$$e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{вирт}} \rightarrow \text{адроны}. \quad (2.17)$$

Другое следствие предположения А4 состоит в том, что отношение полного сечения аннигиляции в адроны к сечению превращения в пару мюонов

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{вирт}} \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{вирт}} \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.18)$$

при высоких энергиях должно равняться

$$R = \sum_i Q_i^2, \quad (2.19)$$

где суммирование ведется по кваркам всех типов, а величины  $Q_i$  обозначают их электрические заряды. Экспериментально  $R$  равно примерно 2,5 при энергии в системе центра масс, лежащей в интервале  $2,5 < E_{\text{ц.м.}} < 3,5 \text{ ГэВ}$ , и становится равным около 5,5 при  $E_{\text{ц.м.}} \geq 4,5 \text{ ГэВ}$ , т. е. выше пороговых областей рождения очарованных частиц и новых лептонов (величина  $R \sim 5,5$  содержит вклад и новых лептонов). Эти значения не удается понять, если типы кварков ограничены лишь  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - и  $c$ -кварками (с зарядами  $-1/3, 2/3, -1/3$  и  $2/3$  соответственно), потому что тогда получается  $R = 2(-1/3)^2 + (2/3)^2 = 2/3$  ниже порога и  $R = 2/3 + (2/3)^2 + 1 = 2^{1/9}$  выше него (в последней формуле мы учли новые лептоны в виде члена типа (2.19) с  $Q = 1$ ).

Обычная интерпретация появления больших значений  $R$  сводится к введению дополнительного  $SU(3)$  квантового числа — цвета<sup>15</sup>. Согласно этой интерпретации каждый из так называемых «ароматов» кварка  $u, d, s, c$  может находиться в трех состояниях по цвету. Это приводит к значениям  $R = 3 \cdot 2/3 = 2$  под порогом и  $R = 3 \cdot 1^{1/9} + 1 = 4^{1/3}$  выше него (последнее значение опять-таки содержит единичный вклад от нового лептона). Видно, что  $u, d, s$  кварки с цветом обеспечивают удовлетворительную величину  $R$  ниже порога, однако добавление только цветного  $c$ -кварка и одного нового лептона недостаточно для описания роста величины  $R$  после порога. Это расхождение теории и опыта пока не объяснено.

Проведенное рассмотрение показывает, насколько информативным оказался процесс  $e^+e^-$ -аннигиляции для распознавания таких аспектов физики высоких энергий, которые крайне трудно извлечь из более привычных процессов соударения, где в качестве начальных частиц используются адроны. На самом деле развитие адронной физики в последние двадцать лет вскрыло замечательную дополнительность экспериментальной информации, получаемой из адрон-адронных соударений, лептон-адронных столкновений и  $e^+e^-$ -аннигиляции. А именно на этой информации и построены все современные концепции о структуре адронов. Значительная часть имеющихся сейчас в нашем распоряжении сведений о спектроскопии адронов и адронной динамике была получена в основном из экспериментальных работ по адрон-адронным реакциям. В результате была проведена  $SU(3)$ -классификация адронов и сформулирована квarkовая модель. Но только из работ по глубоконеупругим процессам рассеяния электро-

нов и нейтрино на нуклонах удалось извлечь более точную картину строения нуклонов и понять свойства, которые надо приписывать кваркам. Что касается  $e^+e^-$ -аннигиляции, она оказалась самым эффективным способом рождения тяжелых адронных состояний, связанных с новым квантовым числом очарованием, и единственным (из известных сейчас) методом получения нового лептона с массой 1,9 Гэв.

### 3. СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

#### а) Общие соображения

Новая концепция сложной структуры адронов с такими составляющими, как кварки и глюоны, приводит к далеко идущим последствиям для физики сильных взаимодействий. Сильные взаимодействия, наблюдаемые обычно в реакциях между адронами, несомненно, служат проявлением той же огромной силы, которая удерживает кварки и глюоны внутри адронов. Общая картина, которую многие физики считают сейчас самым подходящим кандидатом для описания сильных взаимодействий, может быть изложена с помощью рассмотрения ее сходства и различия

Сильные взаимодействия (хромодинамика)	Электромагнитные взаимодействия (электродинамика)
I. Цвет, набор восьми операторов заряда $Q_a$ , удовлетворяющих коммутационным правилам $SU(3)$ алгебры Ли	Электрический заряд, единственный оператор заряда $Q$
II. Удерживающая сила между системами, для которых не все $Q_a$ равны нулю, должна быть слабой на малых расстояниях и сильно расти на больших расстояниях	Кулоновская сила между системами с отличным от нуля зарядом $Q$ зависит как $1/R$ от расстояния $R$ между этими системами
III. Адронная система представляет собой синглет по цвету, т. е. у нее все $Q_a$ равны нулю	Электрически нейтральная система ( $Q=0$ )
IV. Сильное взаимодействие адронных систем	Ван-дер-ваальсовы силы между электрически нейтральными системами

с электродинамикой. Все это сведено в виде таблицы и прокомментировано ниже в рамках конкретного (но не доказанного) предположения о том, что группа  $SU(3)$  по цвету является группой инвариантности сильных взаимодействий.

Свойство I было сформулировано в работе Гринберга<sup>15</sup>, где кваркам приписывалось два набора квантовых чисел,  $q = q_{f\gamma}$ , один из которых ( $f \rightarrow \text{flavour}$ ) связан с тем, что сейчас называют ароматом ( $f = u, d, s, c$ ), а другой ( $\gamma$ ) — с цветом ( $\gamma = 1, 2, 3$ ). Адроны бывают мезонами, барионами или антибарионами в соответствии с тремя возможными способами построения синглетов по цвету:

$$\text{мезоны: } \sum_{\gamma} q_{f\gamma} \bar{q}_{f'\gamma},$$

$$\text{барионы: } \sum_{\gamma\gamma'\gamma''} \epsilon_{\gamma\gamma'\gamma''} q_{f\gamma} q_{f'\gamma'} q_{f''\gamma''},$$

$$\text{антибарионы: } \sum_{\gamma\gamma'\gamma''} \epsilon_{\gamma\gamma'\gamma''} \bar{q}_{f\gamma} \bar{q}_{f'\gamma'} \bar{q}_{f''\gamma''},$$

где  $\epsilon_{\gamma\gamma'\gamma''}$  полностью антисимметричная матрица и  $\epsilon_{123} = 1$ .

Поведение на малых расстояниях в свойстве II связано со свойством асимптотической свободы глюонного поля — этого аналога поля фотонов. Этим свойством обладают неабелевы калибровочные поля типа Янга — Миллса <sup>10</sup>, принадлежащие  $SU(3)$ -группе по цвету. При этом глюонное поле имеет восемь компонент, по одной для каждого заряда  $Q_a$ . Поведение на больших расстояниях в свойстве II тесно связано с кардинальным вопросом об удержании夸арков, о котором пока известно очень мало. Удержание может быть абсолютным, хотя и не обязательно. Действительно, ниже мы приведем аргументы в пользу того, что вследствие малых величин масс мезонов даже умеренно сильной удерживающей силы может оказаться достаточно, чтобы процесс рождения одиночного夸арка оказался весьма маловероятным (см. раздел д) гл. 3).

Свойства III и IV ясно демонстрируют, насколько сложной, по всей видимости, является динамика сильных взаимодействий. Аналогично тому, как межатомные и межмолекулярные силы представляют сложнейшие проявления электродинамики, требующие для своего понимания разъяснения принятых *ad hoc* концепций и предположений, сильные взаимодействия между адронами, вероятнее всего, являются усложненным и косвенным проявлением лежащих в их основе законов сильного взаимодействия. От теоретических схем, развитых для описания сильных взаимодействий (реджевская модель и реджеонная теория поля, дуальная резонансная модель и дуальная теория), нельзя ожидать, что они вскроют основные законы сколько-нибудь непосредственным образом. Вместо того, чтобы пытаться преобразовать эти схемы, феноменологические в своих основах, в полноценные теории, адронная физика стремится сейчас сосредоточить усилия на устраниении разрыва между новыми концепциями кварк-глюонной структуры адронов и тем, что наблюдается в адронных реакциях. Наиболее четкие попытки такого типа предпринимаются в большинстве работ по рождению частиц с большими поперечными импульсами, хотя до сих пор они не балуют изобилием результатов, позволивших делать важные заключения (см. раздел г) гл. 3). Та же тенденция проявляется и в последних работах по адрон-адронным взаимодействиям при высоких энергиях с рождением частиц с нормальными, малыми поперечными импульсами. Этому посвящен следующий раздел.

## 6) Взаимодействия адронов с адронами при малых поперечных импульсах

Тогда как адрон-адронные взаимодействия при энергиях в системе центра масс  $E_{\text{ЦМ}}$  вплоть до нескольких  $\Gamma_{\text{эв}}$  в основном протекают путем рождения и распада малого числа известных резонансов, ситуация меняется при  $E_{\text{ЦМ}} \geq 5 \Gamma_{\text{эв}}$ , где в наиболее типичных соударениях рождается все возрастающее число вторичных частиц, имеющих малую величину *поперечного импульса*  $p_t$ . Последний определяется как проекция вектора импульса на плоскость, перпендикулярную к так называемому продольному направлению, которое задается направлением движения сталкивающихся частиц в лабораторной системе или в системе центра масс (оба определения эквивалентны). В противоположность этому распределение продольных импульсов  $p_L$  (определеняемых как проекции импульсов на продольное направление) достаточно широко и простирается вдоль всей области, допустимой законами сохранения энергии-импульса. Полезной альтернативой представления этого распределения является запись его в терминах (продольной) *быстроты* — безразмерной переменной,

задаваемой уравнением

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1+v_L}{1-v_L}, \quad (3.1)$$

где  $v_L$  — проекция скорости на продольное направление (напомним, что  $c = 1$  в используемых нами единицах). Быстрота зависит от системы отсчета, но она аддитивно преобразуется

$$y \rightarrow y + \text{const},$$

когда переходят из системы центра масс в любую другую систему, движущуюся относительно нее в продольном направлении (лоренцовское преобразование от системы центра масс к лабораторной системе является примером такого перехода).

При очень высокой энергии,  $E_{\text{ЦМ}} \geq 20 \text{ Гэв}$ , распределение вторичных частиц по быстротам принимает качественный вид, изображенный

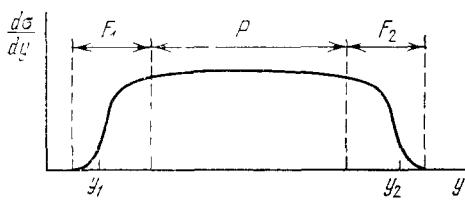


Рис. 5. Общий вид распределения по быстротам вторичных частиц в протон-протонных соударениях при очень высокой энергии.

на рис. 5 для случая столкновений протонов с протонами (здесь  $y_1$  и  $y_2$  обозначают быстроты сталкивающихся частиц). Три области, указанные буквами  $F_1$ ,  $P$  и  $F_2$ , характеризуются достаточно простыми зависимостями. В так называемых фрагментационных областях  $F_1$  и  $F_2$ , как форма распределений, так и их ширина  $\Delta y \approx 2$  слабо меняются с ростом  $E_{\text{ЦМ}}$ . Считается, что в них попадают вторичные частицы, получаю-

щиеся за счет практически не зависящего от энергии возбуждения, или «фрагментации», сталкивающихся частиц. Так называемая область плато  $P$ , отсутствующая при  $E_{\text{ЦМ}} < 20 \text{ Гэв}$ , характеризуется достаточно плоским распределением, медленно растущим по высоте, когда энергия  $E_{\text{ЦМ}}$  увеличивается. Ее длина примерно равна  $y_2 - y_1 - 2\Delta y \approx y_2 - y_1 - 4$  и растет как  $\ln E_{\text{ЦМ}} + \text{const}$  при больших  $E_{\text{ЦМ}}$ .

Вторичные частицы в области плато являются в большинстве своем пионами, для которых характерны близкие корреляции, распространяющиеся на быстротные интервалы шириной, примерно равной двум. Грубое описание этих корреляций достигается в рамках предположения о том, что пионы рождаются сгруппированными в некоррелированные кластеры. Все больше подтверждается предположение о том, что многие из пионов являются продуктами распада известных мезонных резонансов, однако еще не известно, насколько скррелированы между собой эти резонансы.

Помимо нескольких пионов во фрагментационную область обычно попадает и нуклон, если соответствующая первичная частица была нуклоном, или же странный адрон, если первичная частица обладала странностью. В этом проявляется свойство, известное под названием *эффекта лидирующей частицы*, которое кажется справедливым для всех реакций. В соответствии с этим свойством наиболее важные квантовые числа сталкивающихся адронов после взаимодействия обычно сохраняются в соответствующих фрагментационных областях, в результате чего с высокой степенью точности обеспечивается суммарная «нейтральность» области плато.

Неупругие процессы обсуждавшегося выше наиболее общего типа дают более половины общего вклада в полное сечение. Наряду с ними

существуют процессы неупругого адрон-адронного взаимодействия с меньшей множественностью, также имеющие достаточно большие сечения. Прежде всего упомянем об упругом рассеянии, когда оба адрона не меняются в процессе соударения, если не считать небольшого отклонения их от направления столкновения в системе центра масс. Затем, это — так называемые процессы дифракционной диссоциации, где один из сталкивающихся адронов (а несколько реже — и оба) переходит в возбужденное состояние с массой, простирающейся до все больших значений по мере роста первичной энергии. Вторичные рождающиеся частицы здесь также имеют малые поперечные импульсы  $p_T$ .

Наиболее естественно оба класса событий интерпретируются в терминах известного явления *дифракционного* или *теневого* рассеяния. В то время как для упругого рассеяния такая трактовка весьма привычна, явление дифракционной диссоциации, т. е. *неупругая дифракция*, представляет особый интерес для выяснения адронной динамики. Причина этого кроется в том, что сечение неупругой дифракции в адронных столкновениях, как было обнаружено на эксперименте, оказывается довольно большим в области высоких энергий ( $20 \leq E_{\text{ЦМ}} \leq 60 \text{ ГэВ}$ ), где возможно достаточно четкое эмпирическое отделение дифракционной диссоциации от остальных неупругих процессов (которые обычно называют *недифракционными столкновениями*).

### в) Кварки и глюоны в соударениях с малыми $p_T$

Вопрос о том, как объяснить основные характеристики соударений с малыми  $p_T$  в терминах кварков и глюонов, исследовался во многих работах, но приходится признать, что мы пока еще далеки от единодушного согласия по поводу наиболее обещающего подхода к этой проблеме. Предмет рассмотрения относится к типичным, так называемым «мягким», проблемам (аналогичный пример мы находим, например, в ядерных реакциях), как с экспериментальной стороны — явление сложное и потому трудно сказать, какие из характеристик его являются основными, так и теоретически — теоретическая деятельность обычно основана больше на догадках, нежели на однозначных выводах. И это нисколько не удивительно, если учесть общие положения, изложенные в разделе а) гл. 3 и вряд ли следует надеяться, что найдется легкий путь к решению этой проблемы.

С *экспериментальной* стороны требуется, вероятно, получить исчерпывающую информацию не только об адрон-адронных соударениях, но и об адронных системах, образующихся в глубоконеупругих лептон-адронных процессах, а также в  $e^+e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях. Несомненно, можно ожидать, что из сопоставления всех этих процессов, в которых кварки и глюоны проявляют себя совершенно разными способами, удастся получить множество новой информации. К сожалению, наши познания о двух классах процессов, вызванных лептонами, пока еще весьма примитивны и очень трудно достичь в этих процессах столь больших значений энергии в адронной компоненте, которые необходимы для соответствующего сопоставления.

В качестве примера такого сравнения упомянем об изучении средней множественности заряженных адронов  $\langle n \rangle$  в адрон-адронных, фотон-адронных, лептон-адронных и  $e^+e^-$ -процессах<sup>16</sup>. Был сделан вывод о том, что  $\langle n \rangle$  стремится стать не зависящей от природы сталкивающихся частиц, когда энергия, уходящая в адронную компоненту, достаточно велика. Хотя этот результат получен пока лишь в ограниченной области энергий

при больших экспериментальных погрешностях в доступных сейчас данных о реакциях, вызванных фотонами и лептонами, он тем не менее служит прекрасной иллюстрацией того, какие сведения можно получить из предлагаемого сопоставления разных реакций. Так, например, существуют теоретические схемы, предсказывающие, что  $\langle n \rangle$  должна быть в два раза больше в адрон-адронных реакциях, нежели в лептон-адронных процессах при высоких энергиях. Кажется, данные могут вскоре быть улучшены настолько, что полностью исключат такую возможность. Другие полезные результаты извлекаются из эффекта лидирующей частицы и распределений импульсов и быстрот адронов, рождающихся в соударениях разных типов.

Если с экспериментальной стороны нам не хватает информации, то *теоретическая ситуация* характеризуется многообразием моделей и схем, каждая из которых в той или иной степени воспроизводит основные черты данных. Многие схемы достаточно сложны математически, все они подвержены разным модификациям и общая ситуация меняется настолько быстро, что вряд ли делает разумным систематический обзор. Мы постараемся лишь обрисовать некоторые общие черты, в соответствии с которыми можно пытаться классифицировать различные схемы.

Начнем с наиболее претенциозной цели истинной *теории сильных взаимодействий, основанной на квантовой хромодинамике* (КХД). Свойства перенормируемости КХД и асимптотической свободы мало помогают в разъяснении ситуации с малыми  $p_T$ , тем более, что неизвестно, как вывести из КХД свойство удержания, которое с эмпирической точки зрения является основной характеристикой сильных взаимодействий. Так как теория возмущений неприменима в процессах с малыми  $p_T$  (она может быть использована при больших  $p_T$ , где справедливо свойство асимптотической свободы), необходима другая аппроксимационная схема. Т'Хуфт предложил использовать разложение по степеням  $1/N_c$ , где  $N_c = 3$  означает число цветов<sup>17</sup>. Имеется прекрасное соответствие между этим разложением и разложением по «петлям» в дуальной теории. Эта связь КХД с дуальной теорией становится еще сильнее<sup>18</sup>, если вспомнить о топологическом разложении в дуальной теории<sup>19</sup>, которое представляет собой разложение по степеням  $1/N_f$ , где  $N_f$  есть эффективное число ароматов, активных при малых  $p_T$ , а также о тесно связанной с ним дуальной схеме унитаризации<sup>20</sup>. Несмотря на их формальное значение и их способность описать качественные стороны экспериментальных результатов, эти приближенные схемы еще страдают от многих неопределенностей и разногласий (в частности, относительно путей рассмотрения барионов).

На пути менее претенциозном, многие авторы предлагали *феноменологические картины строения и соударений адронов, основанные на введении кварков и глюонов*. Это направление исследований в действительности восходит к оригинальным моделям партонов, в которых восторжествовал грубо описательный подход к эмпирическим данным, использующий представление о партонах, под которыми могли пониматься не только кварки, но также и другие объекты. Согласно современным тенденциям все более важная роль в динамике соударений с малыми  $p_T$  приписывается глюонам. Это делается либо путем специальных предписаний относительно свойств по цвету отдельных глюонов в КХД<sup>21, 22</sup>, либо на менее специфическом, но, возможно, и менее зависящем от модели уровне, когда адроны представляют состоящими из валентных кварков, погруженных в глюонное облако (см. раздел в) гл. 2). Несмотря на свою общность, концепция о «кварк-глюонной структуре» адронов может привести к качественной, но простой и интуитивной картине различных адронных реакций, которая будет обсуждена в оставшейся части этого раздела.

Поскольку основные квантовые числа адронов переносятся их валентными кварками, *эффект лидирующей частицы* в обычных адронных взаимодействиях указывает на то, что при таких соударениях валентные кварки стремятся пролететь насквозь с меньшими потерями первоначального импульса, чем глюонное облако. Это заставляет предположить, что наиболее важным в таких столкновениях является процесс сильного взаимодействия глюонного облака одного из сталкивающихся адронов с глюонным облаком другого, причем наборы валентных кварков, образующих синглеты по цвету в каждом из сталкивающихся адронов, пролетают насквозь, сохранив значительную долю своего начального импульса.

Такое качественное описание находит подтверждение в следующем эмпирическом факте. Средняя доля импульса падающего адрона, уносимая его набором валентных кварков, известна из экспериментов по глубоконеупругим лептон-адронным процессам и равна примерно  $\frac{1}{2}$ , а средняя доля импульса падающего адрона, уносимая лидирующей частицей в адрон-адронных соударениях, согласно средним оценкам оказывается также равной около половины. В простейшем приближении разумно предположить, что доля начального импульса  $x$ , уносимая после столкновения каждой из лидирующих частиц, примерно равна сумме  $\sum x_i$  долей  $x_i$  импульса соответствующего сталкивающегося адрона, приходящихся на валентные кварки. В случае нуклонов, вводя распределение вероятности  $g(x_1, x_2, x_3)$  долей импульса  $x_i$  трех валентных кварков, можно выразить распределение  $f(x)$  доли импульса, уносимой лидирующей частицей, в терминах функции  $g$ :

$$f(x) = \int_T g(x_1, x_2, x_3) \delta(x - x_1 - x_2 - x_3) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (3.2)$$

Интегрирование в этой формуле ведется по области

$$T: x_1 \geq 0, x_2 \geq 0, x_3 \geq 0, x_1 + x_2 + x_3 \leq 1. \quad (3.3)$$

Но распределения валентных кварков  $p_i(x)$ , рассмотренные в разделе 2.2, также связаны с функцией  $g$  следующим образом:

$$p_i(x) = \int_T g(x_1, x_2, x_3) \delta(x - x_i) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (3.4)$$

Таким образом достигается *замечательная связь между спектром лидирующих частиц в обычных адронных соударениях и обусловленной валентными кварками* (т. е. областью  $x \geq 0, 3$ ) *частью глубоко неупругого рассеяния лептонов на адронах*. Можно показать<sup>23</sup>, что эта связь хорошо подтверждается видом экспериментальных распределений  $f(x)$  и  $p_i(x)$ .

В разделе б) гл. 3 мы упомянули о трех областях, заметных в распределениях по быстротам вторичных частиц, рождающихся в обычных неупругих процессах при высоких энергиях, а именно — о двух фрагментационных областях  $F_1$  и  $F_2$ , разделенных областью плато  $P$ . Естественно возникает и простая связь этих областей с кварк-глюонной картиной, описанной выше. Области  $F_1$  и  $F_2$  соответствуют тем областям фазового пространства, которые в основном «заселены» лидирующими частицами и вторичными мезонами, возникающими за счет процесса «адронизации» наборов валентных кварков. С другой стороны, *адронизация глюонов, излучаемых при соударении двух сталкивающихся глюонных облаков*, приведет к заполнению области плато  $P$ . Столкновения глюонных облаков, видимо, будут обладать свойствами, присущими процессам, описываемым нелинейными теориями поля (КХД является именно такой теорией), качественные черты которых были выяснены довольно давно в рамках

гидродинамических моделей соударений при высоких энергиях<sup>24</sup>. Интересно отметить, что основная трудность при разработке таких моделей состояла ранее в том, что оказывалось невозможным воспроизвести сильный эффект лидирующей частицы, который наблюдается на эксперименте. Теперь эта трудность разрешается путем признания того факта, что эти эффекты могут быть приписаны валентным кваркам.

Упомянутая выше адронизация глюонов, как ожидается, происходит в основном за счет рождения  $q\bar{q}$ -пар с малыми массами. Поэтому в области плато наиболее часто будут встречаться обычные мезоны, но из статистических соображений (спиновый множитель  $2J + 1$ ) можно ожидать, что векторные мезоны будут рождаться чаще, нежели псевдоскалярные. Это находит поддержку в результатах недавних экспериментов<sup>25</sup>. Тот факт, что большинство вторичных адронов рождается с малыми  $p_T$  во всех трех областях  $F_1, F_2, P$ , несомненно, служит проявлением весьма общего закона доминантности малых передач импульса над большими в процессах сильных взаимодействий.

*Квark-глюонная картина адронных соударений приводит к интересным следствиям и для дифракционного рассеяния (как упругого, так и неупругого<sup>26</sup>).* Ход рассуждений таков. При заданной энергии и фиксированном прицельном параметре сталкивающихся частиц их глюонные облака характеризуются целым спектром энергий соударения и прицельных параметров вследствие того, что глюонное облако в каждом из адронов может нести разную долю  $x_g$  импульса адриона и описываться переменным вектором параметра удара  $b_g$  относительно адриона. Следовательно, при заданной энергии соударения  $E_{ЦМ}$  и прицельном параметре  $b$  двух сталкивающихся адрионов амплитуда упругого рассеяния двух глюонных облаков обладает широким спектром значений этих характеристик процесса. В свою очередь это означает наличие *неупругой дифракции* (дифракционной диссоциации) адриона в добавок к обычному упругому дифракционному рассеянию. Основные формулы, описывающие адрион-адрионные сечения при заданном прицельном параметре, имеют следующий вид:

$$\text{упругая дифракция:} \quad \sigma_{el}(B, E_{ЦМ}) = (\bar{t}_g)^2, \quad (3.5)$$

$$\text{неупругая дифракция:} \quad \sigma_{inel}(b, E_{ЦМ}) = \bar{t}_g^2 - (\bar{t}_g)^2. \quad (3.6)$$

Здесь  $t_g$  обозначает мнимую часть амплитуды упругого рассеяния двух глюонных облаков (вещественной частью амплитуды мы пренебрегаем). Черта сверху означает усреднение по переменным  $x, b_g$ , характеризующим каждое глюонное облако внутри его адриона, при заданных значениях  $b, E_{ЦМ}$  для конкретного процесса соударения двух адрионов.

Анализируя данные об упругом рассеянии протонов на протонах и дифракционной диссоциации протонов в таком подходе, мы приходим к интересным выводам об *абсорбтивной амплитуде глюонного облака*  $t_g$ . Рассматриваемая как функция прицельного параметра  $\beta$  между двумя глюонными облаками,  $t_g$  может приближенно описываться гауссовой экспонентой с небольшим «уплощением» вблизи максимума (т. е. при малых значениях  $\beta$ ), причем в точке максимума  $\beta = 0$  достигается унитарный предел  $t_g = 1$  (полное поглощение). Ширина гауссовой экспоненты слегка увеличивается с ростом энергии. Все эти характеристики отвечают следующим свойствам протон-протонных соударений, наблюдающимся в области энергий  $10 \text{ ГэВ} \leq E_{ЦМ} \leq 60 \text{ ГэВ}$ :

1) полное сечение растет (это связано с уширением гауссовой функции);

2) сечение дифракционной диссоциации большое (это связано с распределениями величин  $x_g$ ,  $b_g$ , характеризующих глюонные облака в адронах, и с тем, что  $t_g$  является чисто мнимой при  $\beta = 0$ );

3) мнимая часть амплитуды рассеяния протонов на протонах при нулевом прицельном параметре ( $b = 0$ ) практически постоянна и имеет величину ниже унитарного предела (и это несмотря на рост полного сечения, объясняемый уширением распределения  $b_g$  глюонного облака внутри адрона);

4) упругое рассеяние протонов на протонах обладает дифракционным минимумом при передаваемом импульсе, равном  $\Delta = 1,14 \text{ Гэв}$ , что велико по сравнению со средним радиусом протона  $R$  в том смысле, что  $R\Delta \approx \approx 5 \gg 1$  (эта черта связана с «уплощением»  $t_g$  при малых значениях  $\beta$ ).

Мы закончим этот обзор роли кварков и глюонов в адронных соударениях с малыми  $p_T$  кратким замечанием об одном из классов таких процессов, а именно о соударениях с малой множественностью при обмене квантовыми числами между адронами (изоспином, странностью, барионным числом). Хотя сечения таких процессов падают с ростом энергии, такие соударения усиленно изучались. Обычно они описываются диаграммами с обменом мезонами или барионами, причем кварковые линии образуют планарную диаграмму (планарность означает, что линии не пересекают друг друга, если их нарисовать на плоскости). Интересно отметить, что для всех планарных кварковых диаграмм процесс характеризуется аннигиляцией кварка с антикварком из сталкивающихся адронов и рождением  $q\bar{q}$ -пар, образующих вылетающие адроны. Возможно, именно таким способом глюоны вносят свой важный вклад в процесс соударения (см. также работу <sup>21</sup>), однако пока на этом пути сделано еще не достаточно много.

#### г) Соударения адронов с адронами с большим попеченным импульсом

Теперь мы переходим к рассмотрению «аномальных» адрон-адронных соударений, в которых рождаются вторичные частицы с большим  $p_T$ . Они были обнаружены в 1973 г. на встречных пучках в CERN (область энергий  $20 \leq E_{ЦМ} \leq 60 \text{ Гэв}$ ). Хотя среднее значение  $p_T$  вторичных частиц, рождающихся в обычных процессах, равно примерно  $350 \text{ Мэв}/c$ , удалось наблюдать рождение частиц с  $p_T$  вплоть до  $8 \text{ Гэв}/c$  при  $E_{ЦМ} \geq 30 \text{ Гэв}$ . При  $E_{ЦМ} \approx 30 \text{ Гэв}$  сечение рождения вторичных частиц в  $5 \cdot 10^7$  раз меньше при  $p_T \sim 5 \text{ Гэв}/c$  по сравнению со значением сечения при  $p_T \approx 0,5 \text{ Гэв}/c$ . То же самое отношение равно уже  $5 \cdot 10^6$  при  $E_{ЦМ} \approx 60 \text{ Гэв}$  из-за роста в 10 раз сечения при  $p_T \approx 5 \text{ Гэв}/c$ . Поэтому соударения с большими попечными импульсами считаются особыми процессами, сечения которых малы, но быстро растут с увеличением первичной энергии <sup>9</sup>.

Было проведено множество экспериментальных исследований таких соударений (в основном на встречных пучках в CERN). Начинают проясняться некоторые замечательные качественные закономерности этих процессов. Кажется, что в процессе, где была зарегистрирована вторичная частица с очень большим  $p_T$ , рождается несколько других вторичных частиц с аномально высокими  $p_T$  (хотя и значительно меньшими, чем значение  $p_T$  у первой частицы). При этом вторичные частицы с большими  $p_T$  группируются в две «струи» по противоположным сторонам от линии движения налетающих частиц. Остальные рождающиеся частицы, похоже, обладают свойствами, напоминающими свойства соударений с обычными, малыми значениями  $p_T$  (рис. 6). Существенно, что наблюдаемые распределения полярных углов  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  двух струй с большими  $p_T$  относительно

линии движения налетающих частиц в системе центра масс оказываются довольно широкими.

В частности, видно, что струи не вылетают в строго противоположных направлениях, т. е. угол  $\theta_2$  обычно отличается от  $\pi - \theta_1$ . Что касается азимутальных углов вылета двух струй  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , имеющиеся сейчас в нашем распоряжении экспериментальные указания свидетельствуют в пользу

наличия пика при  $|\varphi_1 - \varphi_2|$  вблизи  $\pi$ , однако этот факт требует дальнейшей проверки.

Два последних свойства свидетельствуют в пользу той интерпретации, которая обычно используется при рассмотрении соударений с большими  $p_T$ . Считают, что они обусловлены упругим (или квазиупругим) рассеянием на большой угол одной из составляющих (возможно, кварка?) первого из сталкивающихся адронов, уносящей некоторую долю  $x_1$  его импульса, с какой-то составляющей второго налетающего адрона, также обладающей некой долей  $x_2$  импульса этого адрона. После рассеяния на большой угол эти

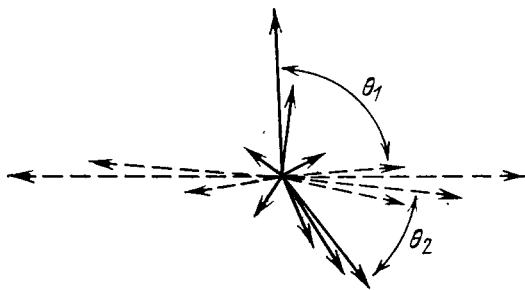


Рис. 6. Соударение с большими  $p_T$ , изображенное в импульсном пространстве.

Штриховые линии изображают векторы импульсов нормальных вторичных частиц с малыми  $p_T$ . Сплошные линии относятся к частицам, родившимся с большими  $p_T$ . Импульсы сталкивающихся частиц (на рисунке не обозначены) направлены вдоль горизонтальной прямой.

составляющие должны посредством «адронизации» привести к образованию двух струй с большими  $p_T$ , которые в азимутальной плоскости должны лететь в противоположных направлениях, тогда как их полярные углы  $\theta_1, \theta_2$  относительно направления движения первоначальных частиц будут соответствовать значениям импульсов сталкивающихся составляющих, т. е. долям уносимого ими импульса  $x_1, x_2$ . В то же время падающие адроны, «потеряв» в процессе рассеяния часть своих составляющих, пролетят дальше и породят вторичные частицы с малыми  $p_T$ .

Дополнительная информация получена из недавних исследований таких соударений, которые были отобраны на эксперименте в соответствии с наложенным требованием, чтобы полный  $p_T$  (векторная сумма) нескольких детектируемых вторичных частиц был большим<sup>27</sup>. Было обнаружено, что при значениях  $p_T$ , превышающих  $3 \text{ Гэв}/c$ , распределение по полному поперечному импульсу имеет ту же форму, что и распределение поперечных импульсов отдельных вторичных частиц, но поперечное сечение при заданном  $p_T$  намного больше (примерно в 100 раз при  $p_T \approx 6 \text{ Гэв}/c$ ). Этот эксперимент был проведен в Фермиевской лаборатории при  $E_{\text{ЦМ}} \approx 20 \text{ Гэв}$ . В отличие от него, в проведенных ранее экспериментах отбирались соударения, в которых только одна из вторичных частиц имела большой поперечный импульс, при котором и определялось поперечное сечение и по которому строилось  $p_T$ -распределение. Несомненно, сравнение результатов экспериментов этих двух типов будет весьма полезным.

Дальнейшие вопросы, которые следует изучить, касаются истинного числа струй с большими  $p_T$  в каждом соударении, характеризующемся наличием большого поперечного импульса (всегда ли это число равно 2 или оно может быть и другим?), формы распределения по  $|\varphi_1 - \varphi_2|$ , импульсного распределения вторичных частиц внутри струи с большим  $p_T$  (как выглядит оно по сравнению с импульсным распределением вторичных частиц с малыми  $p_T$  и с распределением рождающейся адронной компо-

ненты в  $e^+e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях?), передачи адронных квантовых чисел в соударениях с большими  $p_T$  и т. д.

Вся эта информация, возможно, понадобится для проверки приведенной выше общей интерпретации соударений с большими  $p_T$  и, в случае ее подтверждения, для дальнейшего ее уточнения. По-видимому, при этом удастся подойти ближе к ответу на напрашивающийся вопрос: можно ли отождествить с кварками те составляющие, которые принимают участие в таких соударениях? Правда, сейчас следует признать, что этот вопрос оказался намного более сложным, чем предполагалось ранее. Он усложняется множеством неопределенностей относительно соударений кварков с кварками, процесса адронизации кварков, вылетающих из адронов, и роли глюонов в процессах сильных взаимодействий.

#### д) Дальнейшие замечания об удержании кварков

Мы закончим наше обсуждение сильных взаимодействий, вернувшись к фундаментальному вопросу об удержании кварков. Попробуем рассмотреть его в рамках простых физических понятий.

С тех пор, как в 1964 году была выдвинута гипотеза о кварках, непрерывно ведутся эксперименты по обнаружению отдельных кварков. Несмотря на многочисленные попытки, до сих пор не было найдено ни одного кварка, порождаемого в процессах соударений при высоких энергиях. Дробные заряды пытались найти и в обычном веществе, и в одной из недавних работ<sup>28</sup> впервые были представлены позитивные указания на существование фрагментов вещества с электрическим зарядом  $\pm \frac{1}{3}$ . Очевидно, что в случае, если кварковая картина строения адронов правомочна, должны существовать огромные удерживающие силы, предотвращающие множественное рождение кварков, но было бы ужасно неприятно постулировать, что удержание должно быть абсолютным.

Мы хотели бы показать, что существует естественная связь между тенденцией кварков оставаться в связанном состоянии и малыми величинами масс большинства обычных мезонов ( $qq$ -систем). Аргументы в пользу этой картины таковы. Рассмотрим покоящийся адрон  $H$  и представим, что один из кварков в нем, скажем,  $q_0$ , в момент времени  $t = 0$  получает большой импульс и энергию при сильном соударении и тем самым приобретает большую быстроту  $y_0 \gg 1$  относительно адрона  $H$ . Вначале кварк  $q_0$  довольно свободно летит внутри адрона  $H$  со скоростью  $\sim y_0$ , очень близкой к скорости света ( $y_0 \approx 1$ ). В момент времени  $t \sim R_0$  (где  $R_0$  — величина порядка радиуса адрона,  $R_0 \sim 10^{-13}$  см)  $q_0$  подходит к краю адрона и пытается вылететь из него. Но именно тогда-то начинает играть роль удерживающая сила, которая, видимо, очень быстро становится огромной. Это приводит к уменьшению быстроты  $q_0$  от значения  $y_0$  к более низкому значению  $y'_0$  по мере того, как часть кинетической энергии кварка  $q_0$  переходит в энергию возбуждения глюонного поля. Как только эта энергия возбуждения приобретает умеренное значение, скажем, порядка 1 ГэВ в системе покоя  $H$ , она диссирирует путем образования вблизи местоположения  $q_0$ , кварк-антикварковой пары  $q_1\bar{q}_2$  с быстротами  $y_1$ ,  $y_2 \sim 1$ .

Рассматривая случай, когда  $q_1$  и  $\bar{q}_2$  движутся в направлении  $q_0$  с быстрыми  $y_1 \ll 1$  и  $y_2 > y_1$ , мы сталкиваемся с такой ситуацией, где кварк  $q_1$  может заполнить дыру, образованную в  $H$  уходом  $q_0$ , и таким образом превратить  $H$  в некий (умеренно возбужденный) адрон. Что же касается  $q_2$  и  $q_0$ , они находятся вблизи друг от друга в пространстве и движутся

в одном направлении с быстротами  $y_2 \gg 1$  и  $y'_0 \gg 1$  (хотя  $y'_0$  меньше, чем  $y_0$ ). Систему  $\bar{q}_2 q_0$  можно рассматривать как мезон с быстротой  $y_2$ , внутри которого кварк  $q_0$  был ускорен до быстроты  $y'_0$ . Разрыв быстрот  $y'_0 - y_2$  в  $\bar{q}_2 q_0$  меньше первоначальной разности быстрот  $H$  и  $q_0$ . К моменту времени  $t \geq 2R_0$  расстояние между  $q_0$  и  $\bar{q}_2$  возрастает настолько, что вновь удерживающая сила станет достаточно большой и уменьшит разрыв по быстротам  $y'_0 - y_2$  до меньших значений  $y''_0 - y'_2$ , причем это будет сопровождаться выделением достаточного количества энергии возбуждения глюонного поля для рождения новой пары  $\bar{q}_3 q_4$  с  $|y_3 - y_4| \sim 1$ . Если  $y_3 < y_4$ , кварк может образовать мезон, соединившись с  $q_2$ , а разделение по быстротам в оставшейся паре  $\bar{q}_n q_0$  будет теперь всего лишь  $y''_2 - y_4$ .

Очевидно, этот процесс может продолжаться до тех пор, пока не родится антакварк  $\bar{q}_n$  с быстротой, близкой к быстроте  $q_0$ , так что  $\bar{q}_n q_0$  могут образовать мезон. Результатирующий эффект сводится к образованию мезонной струи вслед за квартком  $q_0$ , который сам попадает в лидирующий мезон этой струи (рис. 7).

В то время как описанный выше детальный механизм образования мезонных струй, конечно, является одной из множества возможностей (пара  $\bar{q}_1 q_2$  могла бы также родиться с быстротами  $y_1, y_2$ , простирающимися вплоть до  $y'_0$ , и то же справедливо в отношении других пар), динамический принцип всегда оказывается одним и тем же: как только разделение

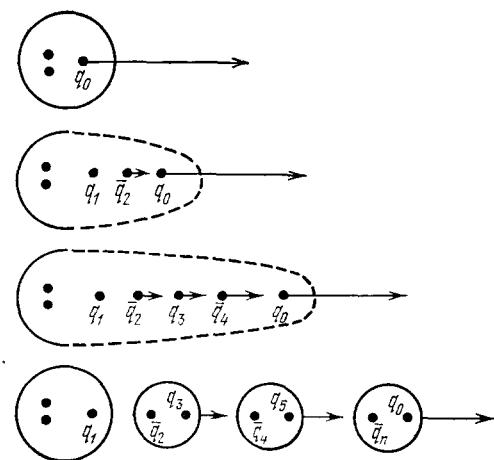


Рис. 7. Удержание кварков и образование мезонной струи.

кварков приводит к энергии возбуждения глюонного поля порядка 1 Гэв, сосредоточенной в малом объеме с диаметром порядка  $R_0$  в некоторой системе координат, это возбуждение проявляется через рождение пары  $q\bar{q}$  с малой массой и небольшой быстротой в этой системе координат. В терминах понятия о цвете рождение  $q\bar{q}$ -пары приводит к локальной нейтрализации цвета и тем самым к уменьшению возбуждения глюонного поля. Вероятно, этот общий процесс характерен как для глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах (где в процессе соударения участвует один из кварков адрона), так и для  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны (где в процессе аннигиляции рождается вначале  $q\bar{q}$ -пара с большим разделением по быстроте). Отсюда вытекают три общих свойства мезонных струй:

- 1) мезоны обладают постоянным распределением быстрот вдоль оси струи, за исключением краевых эффектов, ограниченных быстротными интервалами длиной порядка 1 или 2;
- 2) только эти краевые эффекты зависят от кварка или адрона (или кварка и антакварка), вызвавшего появление струи;
- 3) мезоны, рождающиеся в струе, являются статистической смесью  $q\bar{q}$ -состояний с малыми массами, а потому обычные векторные мезоны должны встречаться среди них чаще, чем псевдоскалярные.

Упомянем вкратце, что последнее свойство ожидается выполненным, и, действительно, наблюдается, для мезонов, рождающихся в центральной

области плато адрон-адронных соударений с малыми  $p_T$  (см. разделы б—в) гл. 3).

Возвращаясь к проблеме удержания кварков, кратко остановимся на вопросе о том, насколько большой становится удерживающая сила, когда кварк удаляется от адрона на большие расстояния  $R \gg R_0 \sim 10^{-13}$  см. В зависимости от того, становится удерживающий потенциал  $V_c(R)$  бесконечным или он остается конечным при  $R \rightarrow \infty$ , мы будем иметь абсолютное или ограниченное удержание кварков. При нашем подходе к проблеме удержания ответ на этот вопрос вряд ли имеет существенное значение для всего происходящего в основной доле соударений. Причина этого кроется в том, что как только  $V_c$  дорастает до умеренной величины  $\sim 1$  Гэв, автоматически происходит понижение его путем рождения  $q\bar{q}$ -пар. Более того, поскольку расстояние, на которое разделены кварки, не может расти быстрее, чем со скоростью света,  $dR/dt < 1$ , всегда оказывается достаточно времени для того, чтобы успевало произойти такое понижение удерживающего потенциала.

Следовательно, в рамках предположения о том, что  $V_c(R)$  остается конечным при  $R \rightarrow \infty$ , но становится большим по сравнению с 1 Гэв, вероятность рождения свободных кварков в столкновениях частиц высоких энергий ожидается крайне малой. Единственный вероятный путь освобождения кварков в этом случае может быть обусловлен проявлением каких-то других очень высокозенергичных эффектов, способных разрушить описанный выше механизм рождения  $q\bar{q}$ -пары. В предположении о том, что расширение носило характер взрыва, такие эффекты могли бы проявляться на очень ранних стадиях расширения Вселенной, когда плотности вещества и энергии были крайне высокими. Явление разделения кварков в такой горячей адронной среде, действительно, было бы заметно отличным от того, как мы представляем себе его протекание в вакууме, окружающем микроскопические объемы соударений, в которых идут искусственно вызванные процессы при высоких энергиях. Если наши представления верны, то значительно больше шансов найти отдельный кварк в обычном веществе, нежели пытаться родить его в соударениях элементарных частиц.

#### 4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В предыдущих разделах мы обсудили в общих чертах, как анализируются в терминах кварк-глюонной картины высокозенергичные реакции с участием адронов. Такой анализ привел к замечательным успехам в понимании глубоконеупругого рассеяния электронов, мюонов и нейтрино на нуклонах. К этим результатам следует добавить впечатляющие достижения модели кварков в адронной спектроскопии. В этой области хорошо известная сейчас спектроскопия, основанная на  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварках, была дополнена за последние три года удивительно успешным описанием очарованных частиц с помощью одного добавочного кварка — очарованного кварка  $c$ . Оказывается, что модель прекрасно работает как в случае «скрытого» очарования мезонов семейства  $\psi$  (с кварковым составом  $cc\bar{c}\bar{c}$ ), так и для случая очарованных мезонов (кварковый состав  $c\bar{q}$  и  $q\bar{c}$ , где  $q = u, d, s$ ).

Однако ряд других проблем еще ждут своего решения. Описание чисто адронных столкновений в терминах кварк-глюонной картины еще не достигло такого уровня, когда можно было бы указать, какие динамические механизмы ответственны за протекание таких процессов. Исследуются различные возможности, однако общая тенденция заключается в приписывании все возрастающей роли глюонному полю в чисто адронных процессах. Это направление может оказаться крайне интересным, потому

что адронная спектроскопия и глубоконеупругие лептон-адронные реакции снабжают нас значительно меньшей информацией о глюонном поле, нежели о кварках. Конечно, было бы весьма желательно найти такой класс экспериментально исследуемых процессов, в которых глюоны проявляли бы себя каким-то характерным образом, и этими процессами могли бы быть адронные реакции при высоких энергиях.

Другим нерешенным вопросом является проблема удержания кварков. К проведенному выше рассмотрению этой проблемы мы добавим, во-первых, замечание о том, что существует также проблема удержания глюонов, природа которого зависит от теоретических представлений о поле глюонов. Дополнительное обстоятельство, которое следует постоянно иметь в виду, состоит в том, что традиционный способ приписывания квантовых чисел кваркам (барионный заряд  $1/3$ , электрические заряды  $2/3$  и  $-1/3$ ) хотя и является простейшим, не единственно возможный. Ценой некоторых усложнений кваркам можно приписать целые барионные числа и электрические заряды, в результате чего станет возможным рассматривать их распады на барионы и мезоны. Отдельные кварки могли бы рождаться при этом в виде нестабильных барионных состояний, образующих  $SU(3)$ -триплеты. Проведенное в разделе 3.5 рассмотрение вновь было бы справедливым и мы ожидали бы по крайней мере частичного удержания, но поиск свободных кварков нужно было бы вести совсем по-другому. Следовало бы искать не стабильные образования с дробным зарядом, а триплеты барионных резонансов. В этой связи интересно упомянуть о том, что недавно были выдвинуты астрофизические аргументы в пользу гипотезы о целочисленном заряде кварков<sup>29</sup>.

Этот экскурс в астрофизику подводит нас к последнему замечанию. Вместе с авторами работы<sup>29</sup> отметим, что коль скоро наши современные представления о кварках и глюонах верны, это приводит к важным следствиям для ранних стадий эволюции Вселенной в теории взрывного расширения из горячего сверхплотного состояния. Согласно этой теории, когда возраст Вселенной исчислялся всего лишь временами  $t$  от  $10^{-10}$  до  $10^{-8}$  сек, температура достигала  $T \sim (Gt^2)^{-1/4} \approx$  от 100 до 10 Гэв ( $G = 6 \cdot 10^{-39} \text{ Гэв}^{-2}$  — ньютоновская гравитационная постоянная) и плотность (пропорциональная  $T^4$ ) была порядка  $\approx 10^{27}$  до  $10^{23} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , т. е. намного больше обычной ядерной плотности  $\sim 2.8 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . В кварк-глюонной модели адроны не могут существовать при таких плотностях. Скорее, следует ожидать, что вещество напоминает горячую жидкость, составленную из кварков, антикварков и глюонов, с большим количеством кварков и антикварков в одном кубическом ферми ( $10^{-39} \text{ см}^3$ ). По мере расширения Вселенной на этом этапе должен совершаться переход к адронной фазе, т. е. к трехкварковым системам, и закономерности этого перехода могут оказаться важными для решения хорошо известных, но трудных вопросов поиска удовлетворительных объяснений проблемам образования галактик и разделения вещества от антивещества. Таким образом, мы приходим к выводу о том, что динамика кварков и глюонов может в конечном счете оказаться важной не только для физики частиц, но и для лучшего понимания ранних стадий эволюции и современного строения Вселенной.

ЦЕРН, Женева,  
Швейцария

#### ЗАМЕЧАНИЯ К ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЕ

1. Результаты первых наблюдений нейтринных событий, приписываемых слабому взаимодействию нейтральных токов, полученные на пузырьковой камере «Гаргамель» в ЦЕРНе, были опубликованы в работах: F. J. Hasert et al., Phys. Lett. B46, 121, 138 (1973).

2. Мы имеем в виду глубоконеупругое рассеяние электронов, мюонов, нейтрино и антинейтрино на нуклонах и ядрах. Обзоры можно найти в трудах недавних международных конференций по физике высоких энергий (в частности, 18-й Конференции в Тбилиси, СССР, июль 1976 г.) и международных симпозиумов по взаимодействиям лептонов и фотонов при высоких энергиях (в частности, симпозиума 1975 г. в Стэнфорде, август 1976 г.).
3. Обзоры см. в трудах конференций (ссылка <sup>2)</sup>).
4. Успехи в истории очарования начались с открытия в Брукхейвене и SLAC  $J/\psi$ -мезона с массой 3,1 Гэв (кварковый состав  $c\bar{c}$ ). Первыми публикациями были: J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974); J. E. Augustin et al., ibid., p. 1406. Первые очарованные мезоны были найдены в SLAC менее чем через два года; см. G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37, 255 (1976).
5. S. L. Flashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1285 (1970).
6. Имеются сильные указания из экспериментов по  $e^+e^-$ -аннигиляции на существование нового заряженного лептона с массой 1,9 Гэв. Он обозначается  $\tau^\pm$ . Впервые он был обнаружен в SLAC в 1975 г.; см. M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975); 38, 117 (1976).
7. В июне 1977 г. был обнаружен сильный пик при 9,5 Гэв в спектре масс  $\mu^+\mu^-$ -пар, рождающихся в протон-ядерных соударениях при 400 Гэв; см. S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977). Считают, что он, возможно, состоит из двух \*) (или более) близко расположенных резонансов и может быть интерпретирован как связное состояние пятого кварка с его антикварком (аналогично тому, как  $J/\psi$ -мезон является связанным состоянием очарованного кварка со своим антикварком).
8. Недавно были обнаружены (в основном в ЦЕРН) несколько тяжелых мезонов с малой шириной распада, переходящих преимущественно в барион-антибарионные пары. Самый тяжелый среди найденных мезонов имеет массу 2,95 Гэв и ширину, совместимую с экспериментальным разрешением по энергии 20 Мэв; см. C. Evangelista et al., статья, представленная на Европейскую конференцию по физике частиц, Будапешт, июль 1977 г.
9. См., например, рапортёрский доклад П. Даррпуля на 18-й Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, июль 1976), Труды, А4-23.
10. Эта теория касается изospиновой группы  $SU(2)$ . Классическая статья: C. N. Yang, R. C. Mills, Phys. Rev. 96, 191 (1954).
11. Этот механизм вырождения по массам известен под названием механизма Хиггса, хотя он был независимо введен в 1964 г. помимо Хиггса рядом других авторов. Из наличия такого механизма следует существование новых массивных частиц, называемых хиггсовскими бозонами, которых пока еще не удалось обнаружить в эксперименте.
12. Доказательство перенормируемости теории было проредено в работах Г. т'Хуфта (1971), а также Г. т'Хуфта и М. Велтмана, Б. В. Ли и Ж. Зинн-Жустена (1972).
13. Это было обнаружено независимо Г. т'Хуфтом, Д. Грессом и Ф. Вильчеком, а также Х. Д. Политцером (1973).
14. Наиболее привлекательная модель такой единой теории была предложена С. Вайнбергом (Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967)) и А. Саламом (in: Proc. of 8th Nobel Symposium, Stockholm, Almqvist and Wiksell, 1968) и затем модифицирована С. Глэшоу и др. (см. <sup>5)</sup>) с целью устранения сохраняющих странность слабых вейтранальных токов и включения в рассмотрение очарованных кварков.
15. O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13, 598 (1969).
16. E. Albani et al., Nuovo Cimento A32, 101 (1976).
17. G. t'Hooft, Nucl. Phys. B72, 461 (1974).
18. G. Veneziano, ibid. B117, 519 (1976).
19. H. M. Chan, J. E. Paton, T. S. Tsun, ibid. B86, 479 (1975).
20. G. Veneziano, Phys. Lett. B52, 220 (1974); Nucl. Phys. B74, 365 (1974).
21. H. M. Chan, J. E. Paton, T. S. Tsun, ibid. B86, 479 (1975).
22. S. Nussinov, Phys. Rev. Lett. 34, 1286 (1975).
23. F. E. Low, Phys. Rev. D12, 163 (1975).
24. L. Van Hove, S. Pokorski, Nucl. Phys. B36, 243 (1975).  
L. Van Hove, Acta Phys. Pol. B7, 339 (1976).
25. W. Heisenberg, Zs. Phys. 101, 533 (1936).  
Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 51 (1953); то же in Collected Papers of L. D. Landau, Ed. D. ter Haar, N.Y., Gordon and Breach, 1968.

\*) Сейчас наличие по крайней мере двух резонансов в этой области уже твердо установлено. (Прим. перев.)

25. См., например, для  $p$ -соударений при  $p_{\text{лаб}} = 16 \text{ Гэв}/c$ : J. Vagtke et al., Nucl. Phys. **B107**, 93 (1976), и для  $pp$ -соударений при энергии в системе центра масс 53 Гэв, что эквивалентно  $p_{\text{лаб}} = 1500 \text{ Гэв}/c$ : G. Janco et al., Nucl. Phys. **B124**, 1 (1977).
26. L. Van Hove, K. Fialkowski, ibid. **B107**, 211 (1976).  
L. Van Hove, ibid. **B122**, 525 (1977).
27. C. Gromberg et al., Phys. Rev. Lett. **38**, 1447 (1977).
28. C. S. La Rue, W. M. Fairbank, A. F. Hebard, ibid., p. 1011.  
Полученные недавно отрицательные результаты см.: G. Gallinaro et al., Phys. Rev. Lett. **38**, 1255 (1977); R. Bland et al., ibid. **39**, 369.
29. L. B. Okun, Ya. B. Zeldovich, Comm. Nucl. Part. Phys. **6**, 69 (1976).