

## ЦВЕТНЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ В ФИЗИКЕ АДРОНОВ

*А. Е. Говорков*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор кварковых моделей с включением дополнительной — «цветной» степени свободы. Рассмотрены различные возможности проявления последней. Обсуждаются эксперименты, с помощью которых можно было бы решить вопрос о целочисленности или дробности зарядов кварков.

A survey of quark models including colour degrees of freedom is presented. Different appearances of colour degrees of freedom are considered and some of experimental tests which offer the possibility of distinguishing between colour quark models with fractional and integer quark charges are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящем обзоре постараемся ответить на два вопроса: 1) насколько необходимо введение в физику адронов новой, так называемой *цветной* степени свободы и 2) можно ли уже сейчас разобраться в свойствах этой новой степени свободы и предложить для нее какую-либо симметрию?

Безусловно, каждый относящийся к рассматриваемой ниже области явлений отдельный экспериментальный факт может найти объяснение и без привлечения цветной степени свободы. Но естественность объяснения на ее основе целого круга явлений вселяет уверенность в существовании цветной степени свободы.

Все последующее рассмотрение будет основано на кварковой модели: мезоны считаются связанными состояниями кварка и антикварка ( $q\bar{q}$ ), барионы — трех кварков ( $qqq$ ).

Сначала приводится теоретическая мотивировка для предположения у кварков новой — цветной — степени свободы. Затем рассмотрены различные цветные модели, главное отличие которых заключается в предположении или дробных, или целочисленных значений зарядов кварков. В моделях первого типа цветные степени свободы не проявляются явным образом в виде высших

возбужденных состояний. Тогда употребляется термин *скрытый цвет*. В моделях второго типа предсказывается существование большого числа новых тяжелых резонансов, в том числе узких. Здесь термин *скрытый цвет* применяется в области энергий *ниже* порога рождения таких частиц (или кратко *ниже цветного порога*), а термин *явный цвет* — в области энергий *выше* такого порога. В литературе употребляются также термины: *замораживание*, *размораживание* и *блеск* цветных степеней свободы.

Далее рассказывается о различных явлениях, в которых могут обнаружиться цветные степени свободы. При этом в основном обращается внимание на возможности проверки моделей с целыми и дробными зарядами кварков на основе экспериментов, проводимых ниже цветного порога. Обнаружено, что такая возможность существует, но экспериментальные данные, которыми мы в настоящее время располагаем, не позволяют произвести однозначный выбор между этими двумя типами моделей.

Поскольку цветные модели с целыми зарядами кварков предсказывали большое количество новых тяжелых резонансов, которые из-за сохранения цветных квантовых чисел должны быть очень узкими, естественным казалось отождествление некоторых из них с неожиданно открытыми узкими тяжелыми векторными  $J/\psi$  (3100)-мезонами [1, 2] и  $\psi'$  (3700)-мезонами [3]. Поэтому будет описана цветная интерпретация этих частиц. В последнее время отдается предпочтение альтернативному объяснению таких мезонов в модели с четвертым — *очарованным* — кварком (см. обзоры [4, 5]). Все же обсуждение цветной интерпретации новых мезонов представляет определенный интерес. Не исключено, что цветные резонансы будут открыты при еще больших энергиях, и тогда свойства, приписываемые в цветной интерпретации  $J/\psi$ - и  $\psi'$ -мезонам, будут перенесены на них. Необходимо, однако, сразу же отметить существование иной точки зрения на цветную симметрию как совершенно точную и скрытую. Она получила развитие в так называемой *хромодинамике*. Данный обзор лишь слегка касается этой заманчивой перспективы, поскольку она требует своего особого обстоятельного анализа. Обзор носит скорее феноменологический характер.

Сейчас трудно судить, в каком направлении произойдет дальнейшее развитие теории, основанной на введении цветных степеней свободы, и насколько сильно при этом изменятся наши представления о мире элементарных частиц. Автор стремился лишь отметить современное состояние теории.

По данной теме имеется несколько прекрасных обзоров [6—12]. Автор почерпнул из них многие сведения и постарался выделить то, что может послужить основой для дальнейшего развития теории. Настоящий обзор можно рассматривать как введение в эту новую область.

## 1. МОТИВИРОВКА ДЛЯ ВВЕДЕНИЯ ЦВЕТНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

## Проблема согласования спина и статистики кварков

Изыщная гипотеза Гелл-Мана [13] и Цвейга [14] о существовании кварков — еще более фундаментальных частиц, чем обычные адроны, из которых эти последние состоят, — с единой точки зрения объяснила, хотя и качественно, огромное количество экспериментальных фактов, а затем получила плодотворное развитие в виде кварковой модели адронов [15]. Но с самого начала этой гипотезе было присуще определенное противоречие: кварки предполагались частицами со спином  $1/2$  и должны были подчиняться принципу Паули, но для того, чтобы построить из кварков барионы, необходимо было помещать три одинаковых кварка в одно и то же состояние. Так, резонанс  $\Delta_{S_z=3/2}^{++} = |p \uparrow, p \uparrow, p \uparrow\rangle$  состоит из трех  $p$ -кварков со спинами, направленными вверх по оси  $z$ . Естественно ожидать, что основное состояние кварка внутри бариона есть  $s$ -состояние. Но тогда три  $p$ -кварка оказываются в одном и том же пространственно-спиновом состоянии.

В общем виде эта проблема формулируется следующим образом. Рассмотрим фундаментальный спинор  $SU(6)$ -группы, в котором компоненты определяются кварковыми состояниями  $p, n, \lambda$  и проекциями спина кварка на ось  $z$  указанными стрелками:

$$\xi = (\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \xi_5, \xi_6) = (p \uparrow, n \uparrow, \lambda \uparrow, p \downarrow, n \downarrow, \lambda \downarrow). \quad (1)$$

Барионные состояния относятся к одному из неприводимых представлений  $SU(6)$ -группы, на которые разлагается прямое произведение трех фундаментальных спиноров:




$$6_1 \times 6_2 \times 6_3 = 20 + 56 + 70 + 70. \quad (2)$$

Каждый из мультиплетов, входящих в правую часть, получается определенной симметризацией Юнга по пространствам 1, 2, 3, к которым относятся три фундаментальных спинора. Симметрии мультиплетов и их содержание при редукции  $SU(6) \Rightarrow SU(3) \times SU(2)$  (спин) определяются в табл. 1. Все низколежащие барионные состояния со спинами  $1/2$  ( $\mathcal{F}, \mathcal{N}, \Sigma, \Xi, \Lambda$ ) и  $3/2$  ( $\Delta, \Sigma^*, \Xi^*, \Omega$ ) прекрасно укладываются в 56-плет, являющийся симметричным представлением. Однако полная волновая функция трех кварков-фермионов должна быть антисимметричной. Для преодоления этой трудности предлагалось три способа:

1) основное состояние кварка внутри бариона является не  $s$ -, а  $p$ -состоянием [16—20]. Тогда пространственная часть волновой функции может быть антисимметричной. Возражение против этого заключается в том, что форм-фактор нуклона должен для антисимметричной функции иметь нули, а в эксперименте это не наблюдается [16, 18, 19]. Однако приводились примеры таких антисим-

Таблица 1

Симметрия барионных  $SU(6)$ -мультиплетов

| Мультиплет | Редукция<br>$SU(6) \Rightarrow SU(3) \times SU(2)$ (спин) | Симметрия<br>Юнга   |
|------------|---|---|
| 20         | $(1, 3/2) + (8, 1/2)$                                     |  |
| 56         | $(8, 1/2) + (10, 3/2)$                                    |  |
| 70         | $(1, 1/2) + (8, 1/2) + (8, 3/2) + (10, 1/2)$              |  |

метричных функций, для которых нули форм-факторов отсутствуют [20]. Другое возражение состоит в том, что резонансы, относящиеся к 70-плету, в этом случае нельзя рассматривать как  $L$ -возбуждение основного состояния [10]. Во всяком случае, предположение о  $p$ -состоянии кварка как основном нельзя назвать естественным;

2) кварки подчиняются ферми-парастатистике третьего порядка, согласно которой в одном и том же состоянии могут находиться три парафермиона [21];

3) у кварков имеется дополнительная степень свободы, по которой можно произвести антисимметризацию [22—24].

Вскоре выяснилось, что применение к кваркам ферми-парастатистики эквивалентно применению к ним обычной ферми-статистики при наличии у них дополнительной внутренней степени свободы [25, 26]. Таким образом, второе и третье предложения в некотором смысле оказались эквивалентными.

Итак, симметрия 56-плета барионов впервые дала указание на существование новой внутренней степени свободы. Гелл-Ман и др. [27] употребили для ее обозначения ставший теперь популярным термин *цвет* \*. Постулируется, что каждый из кварков может пребывать в одном из трех новых состояний, которые обозначаются тем или иным цветом, например, *красным*, *желтым* и *синим*.

В дальнейшем удобно будет обозначать эти цвета просто номерами  $i = 1, 2, 3$ . Теперь проблема статистики кварков решается антисимметризацией по цветной степени свободы. Так,  $\Delta^{++}$ -резо-

\* Любопытно, что аналогичный термин *цветные группы* уже давно применяется в кристаллографии при классификации магнитных симметрий (М. Хаммерш. Теория групп. Пер. с англ. М., «Мир», 1966, с. 86—90).

нансу соответствует состояние

$$|\Delta_{S_z=3/2}^{++}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} |p_i \uparrow, p_j \uparrow, p_k \uparrow\rangle, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{ijk}$  — антисимметричный тензор.

Наконец, постулат о наличии трех цветных кварковых состояний просто решает вопрос о насыщении: в природе реализуются трехкварковые состояния — барионы — и нет стабильных состояний с большим числом кварков,  $qqqq$  и т. п.

### Правило $\Delta I = 1/2$

Наряду с решением проблемы согласования спина и статистики кварков введение цветной степени свободы может попутно помочь решению еще одной проблемы [28—32], заключающейся в существовании не объясненного до сих пор правила  $\Delta I = 1/2$  ( $I$  — изоспин) для нелептонных распадов адронов с изменением странности, например  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Эмпирически такие распады происходят преимущественно с изменением изоспина  $\Delta I = 1/2$ , тогда как распады с  $\Delta I = 3/2$  происходят, грубо говоря, в 500 раз реже. В то же время обычная теория слабых взаимодействий адронов предсказывает приблизительно одинаковую вероятность для таких переходов.

Примем гипотезу, что слабое взаимодействие описывается гамильтонианом, представляющим собой произведение ток  $\times$  ток, причем токи берутся в одной и той же точке. В кварковой модели они имеют вид

$$J_\mu = \bar{p}\gamma_\mu a n_\theta + \text{э. с.} \quad (\text{эрмитово-сопряженные}), \quad (4)$$

где  $n_\theta = n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c$  — «кабиббовский кварк»:  $a = 1 - \gamma_5$ . Рассматриваемые переходы определяются кросс-членами

$$H_{\text{int}} = \sin \theta_c \cos \theta_c (\bar{\lambda}\gamma_\mu a p) (\bar{p}\gamma_\mu a n) + \text{э. с.} \quad (5)$$

В выражении (5) можно переставить второй ( $p$ ) и четвертый ( $n$ ) операторы, воспользовавшись преобразованием Фирца [33]. При этом изменение знака, сопровождающее такое преобразование, компенсируется тем, что ферми-поля антикоммутируют. Можно написать:

$$H_{\text{int}} = \sin \theta_c \cos \theta_c [(\bar{\lambda}\gamma_\mu a p) (\bar{p}\gamma_\mu a n) + (\bar{\lambda}\gamma_\mu a n) (\bar{p}\gamma_\mu a p)]/2 + \text{э. с.} \quad (6)$$

Комбинация  $pn + np$  — изовектор, а  $\bar{\lambda}\bar{p}$  — изоспинор. Поэтому гамильтониан (6) содержит изменение изоспина  $3/2$ .

При наличии цветной степени свободы можно написать гамильтониан слабого взаимодействия так, чтобы он изменял изоспин

лишь на  $1/2$  [12]:

$$H_{\text{int}} = \sin \theta_c \cos \theta_c [(\bar{\lambda}_i \gamma_\mu a p_{i'}) (\bar{p}_j \gamma_\mu a n_{j'}) + \text{э. с.}] \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{i'j'k}. \quad (7)$$

Теперь преобразование Фирца сопровождается перестановкой  $i' \rightleftharpoons j'$ , что приводит к изменению знака, и мы имеем

$$H_{\text{int}} = \sin \theta_c \cos \theta_c [(\bar{\lambda}_i \gamma_\mu a p_{i'}) (\bar{p}_j \gamma_\mu a n_{j'}) - (\bar{\lambda}_i \gamma_\mu a n_{i'}) (\bar{p}_j \gamma_\mu a p_{j'})] \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{i'j'k} / 2. \quad (8)$$

Поскольку комбинация  $pn - np$  — изоскаляр, гамильтониан (8) содержит лишь изменение изоспина  $1/2$ . Отметим, что гамильтониан (8) — цветной инвариант, поэтому он действует и между обычными адронными состояниями, являющимися, как увидим ниже, цветными синглетами. В действительности, в цветных моделях может найти свое объяснение не только правило  $\Delta I = 1/2$ , но и более общее — так называемое октетное усиление [12, 28—32].

## 2. ЦВЕТНЫЕ МОДЕЛИ

### Заряды кварков и две версии цветной симметрии

Как известно, в исходной кварковой схеме Гелл-Мана — Цвейга [13, 14] заряды кварков должны быть дробными:

$$e_p = 2/3; e_n = e_\lambda = -1/3. \quad (9)$$

Цветная схема допускает значительно большую свободу в выборе зарядов кварков.

Итак, предположим, что имеется девять цветных кварков  $q_{\alpha i}$ . Индекс  $\alpha$  относится к  $SU(3)$ -состоянию кварка:  $\alpha = p, n, \lambda$ ; индекс  $i$  — номер цвета:  $i = 1, 2, 3$ . Обозначим пока произвольные заряды кварков  $e_{\alpha i}$ .

В природе реализуется декаплет барионов, кварковый состав которых следующий:

$$\begin{array}{cccc} \Omega^- (\lambda\lambda\lambda) & & & \\ \Xi^{0*} (p\lambda\lambda) & & \Xi^{-*} (n\lambda\lambda) & \\ \Sigma^{+*} (pp\lambda) & \Sigma^{0*} (pn\lambda) & \Sigma^{-*} (nn\lambda) & \\ \Delta^{++} (ppp) & \Delta^+ (ppn) & \Delta^0 (pnn) & \Delta^- (nnn). \end{array}$$

Этот декаплет относится к симметричному представлению  $SU(3)$ -группы. Поскольку кварки являются фермионами и полная волновая функция трех кварков, образующих барионы, должна быть антисимметричной, то антисимметричной должна быть и цветная часть волновой функции. Следовательно, номера цветов кварков, входящих в состав каждого члена указанного декаплета, должны

быть различны:  $\Omega$ - ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ) и т. п. Приравнивая теперь сумму зарядов таких кварков заряду гиперона, получаем девять условий (не все из них независимы). Разрешая эти условия, приходим к результату — заряды девяти кварков определяются тремя зарядами:

$$\left. \begin{aligned} e_{pi}, \quad i = 1, 2, 3, \\ e_{ni} = e_{\lambda i} = e_{pi} - 1. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

При этом должно выполняться условие

$$e_{p1} + e_{p2} + e_{p3} = 2. \quad (11)$$

Любопытно, что это условие совпадает с условием нейтральности кваркового мира, имеющим место и для обычных кварков Гелл-Мана — Цвейга: сумма зарядов всех кварков равна нулю. Антикварки имеют противоположные заряды.

Далее увидим, что многие результаты не зависят от конкретных значений зарядов цветных кварков, но различны для моделей обычных и цветных кварков. Другие результаты зависят от выбора значений зарядов кварков. Рассмотрим две версии цветной симметрии: с дробными и целыми зарядами кварков.

### Модель со скрытым цветом и дробными зарядами кварков [21, 27]

В этой модели, ведущей свое происхождение от гипотезы Гринберга [21] о применении к кваркам ферми-парастатистики, делается предположение о том, что кварки, различающиеся лишь своим цветом, входят во все взаимодействия полностью симметрично. Рассмотрим в качестве группы адронной симметрии группу

$$G = SU(3) \times SU(3)^c, \quad (12)$$

составленную как прямое произведение обычной  $SU(3)$ -группы, действующей в унитарном пространстве  $(p, n, \lambda)$ , и цветной  $SU(3)^c$ , действующей в цветном унитарном пространстве  $(1, 2, 3)$ . Обычные адроны (мезоны и барионы) предполагаются *синглетами цветной  $SU(3)^c$ -группы*. Важно отметить, что именно антисимметричная комбинация трех кварков [см. (3)] является  $SU(3)^c$ -синглетом, что позволяет связать синглетность с полной антисимметрией кварковой волновой функции барионов.

В данной модели цветная  $SU(3)^c$ -симметрия предполагается совершенно точной и сказывается лишь в наличии еще одной внутренней степени свободы. Квантовые числа кварков, различающихся цветом, одинаковы. Отсюда, поскольку  $e_{p1} = e_{p2} =$

$= e_{p3}$ , из (11) следует, что заряды кварков дробные:

$$\left. \begin{aligned} e_{p1} = e_{p2} = e_{p3} = 2/3; \\ e_{n1} = e_{n2} = e_{n3} = e_{\lambda1} = e_{\lambda2} = e_{\lambda3} = -1/3. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Справедлива обычная формула Гелл-Мана — Нипшиджимы  $Q = I_3 + Y/2$ . Электромагнитный ток кварков имеет структуру

$$J_{\mu}^{\text{эм}} = \sum_{i=1,2,3} [(2/3) \bar{p}_i \gamma_{\mu} p_i - (1/3) \bar{n}_i \gamma_{\mu} n_i - (1/3) \bar{\lambda}_i \gamma_{\mu} \lambda_i] = J_{\mu}^{8,1c} \quad (14)$$

и является  $SU(3)$ -октетом и  $SU(3)^c$ -синглетом. Вследствие этого он не может возбуждать цветные степени свободы. Ток (14) — просто утроенный электромагнитный ток обычных кварков. Таким образом, с точки зрения этой модели мы всегда находимся в синглетном цветном мире. В эту модель легко также включить четвертый — очарованный — кварк и рассмотреть  $SU(4) \times SU(3)^c$ -группу.

Предположение об абсолютной точности  $SU(3)^c$ -группы позволяет рассматривать ее как калибровочную (неабелеву) группу. В соответствии с наличием в ней восьми генераторов возникает восемь калибровочных безмассовых векторных полей, составляющих цветной октет  $8^c$ . Относительно обычной  $SU(3)$ -группы все они должны быть синглетами. Таким образом, помимо обычного фотона, ответственного за электромагнитные взаимодействия, возникает восемь янг-миллсовских *цветных фотонов*, ответственных за сильные взаимодействия и названных *глюонами*. В последние годы было доказано наличие для неабелевых калибровочных групп так называемой *асимптотической свободы* [34, 35] — исчезновения цветного заряда на малых расстояниях при его конечных значениях на больших расстояниях. Связь между зарядами дается следующей формулой (см. обзоры [36, 37]):

$$e^2(r_0) = e^2(r) / [1 + \beta' e^2(r) \ln(r/r_0)], \quad \beta' > 0. \quad (15)$$

Если  $r_0 \rightarrow 0$ , то при любом конечном заряде  $e(r)$  заряд  $e(r_0) \rightarrow 0$ . Можно ожидать, что при сближении кварков, обменивающихся цветными глюонами, взаимодействие между ними уменьшается, и в пределе малых взаимных расстояний они ведут себя как свободные. Весьма заманчиво для объяснения партонной картины глубоконеупругих процессов рассеяния электронов, мюонов и нейтрино на нуклонах привлечь такие соображения: при больших расстояниях между кварками — партонами ( $\sim 1$  ферми) — взаимодействие между ними сильное, а на малых, характерных для глубоконеупругого рассеяния, расстояниях взаимодействие существенно слабее.

Обратное к (15) соотношение показывает, что при возрастании  $r$  (фиксированном  $r_0$ ) наступит такой момент, когда  $e^2(r) \rightarrow \infty$ .



Кварки настолько сильно начинают взаимодействовать, что никогда не могут оторваться друг от друга и поэтому существовать в свободном состоянии. Не могут существовать в свободном состоянии и сами безмассовые цветные глюоны, так как они несут цветной заряд. Это явление получило название инфракрасного рабства [38, 39]. В последнее время, однако, возникли серьезные сомнения по поводу этого доказательства, поскольку лежащие в его основе инфракрасные расходимости могут быть устранены [40].

Следует все же с осторожностью относиться к практическим выводам из подобного рода теорий. Связь между зарядами (15) является в некотором смысле противоположной соответствующей связи для абелевых калибровочных групп (например, в электродинамике):  $\beta < 0$ . В последнем случае уже более 20 лет существует проблема нуля-заряда, хотя физический заряд частиц все же отличен от нуля!

Можно использовать гипотезу о существовании восьми безмассовых глюонов в практическом направлении. Предположив определенную константу взаимодействия глюонов с кварками  $\alpha'$ , аналогичную постоянной тонкой структуре  $\alpha$ , можно заняться расчетами кварковых уровней и их тонкой структуры в полной аналогии с электродинамикой. Такое направление теории цветных глюонов стало называться *хромодинамикой*. На этом пути были получены интересные результаты для спектра масс обычных адронов [5]. Например, с помощью введения взаимодействия, аналогичного ферми-брейтовскому для заряженных дираковских частиц, удастся объяснить  $(\Sigma - \Lambda)$ -массовое расщепление и т. п. Получены также новые массовые соотношения, которые хорошо выполняются.

### Модель с явным цветом и целыми зарядами кварков

Н. Н. Боголюбов, Б. Струминский, А. Н. Тавхелидзе и др. [22], Хан, Намбу [23] и Миямото [24] указали на то, что произволом в задании кварковых зарядов ( $e_{pi}$ ,  $i = 1, 2, 3$ ) можно распорядиться так, чтобы заряды всех кварков были целыми. Имеются две разновидности цветных моделей с целыми зарядами кварков в зависимости от нарушения цветной симметрии сильным или только электромагнитным образом. Рассмотрим последовательно такие модели.

**Модель Хана — Намбу.** В исходной модели Хана — Намбу [23] в качестве полной адронной симметрии постулировалась группа

$$G = SU(3') \times SU(3''). \quad (16)$$

Далее предполагалось:

1. Физическая  $SU(3)$ -симметрия — диагональная подгруппа группы  $G$ .  $SU(3)$ -генераторами являются прямые суммы  $SU(3')$ - и  $SU(3'')$ -генераторов. Например, изоспин и гиперзаряд определяются как суммы:

$$I_3 = I'_3 + I''_3; \quad Y = Y' + Y'' \tag{17}$$

Формула Гелл-Мана — Нишиджимы принимает вид

$$Q = I_3 + Y/2 = I'_3 + Y'/2 + I''_3 + Y''/2 = Q' + Q'' \tag{18}$$

2. Кварки относятся к  $(3, 3^*)$ -представлению группы  $G$ . Согласно (17), квантовые числа нонета кварков можно изобразить диаграммой Хана — Намбу, приведенной на рис. 1. На этой диаграм-

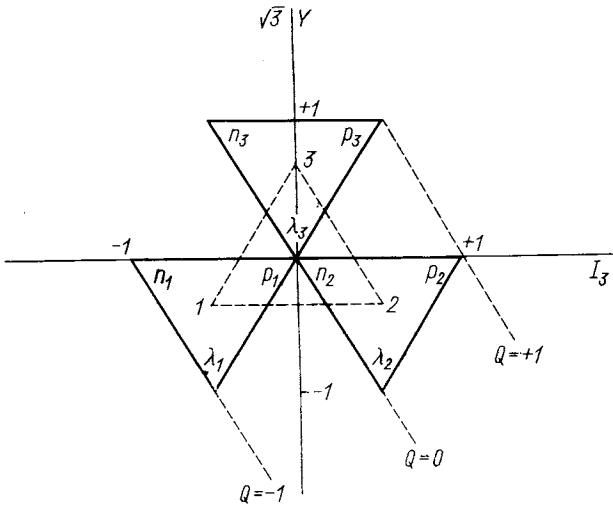


Рис. 1. Диаграмма Хана — Намбу нонета кварковых состояний

ме  $p_i, n_i, \lambda_i$  образуют триплеты (треугольники) кварковых  $SU(3')$ -состояний с центрами в точках 1, 2, 3, составляющих собою анти-триплет (перевернутый треугольник)  $SU(3'')$ . Как видно из диаграммы Хана — Намбу, нонет кварков разлагается на синглет и октет относительно физической  $SU(3)$ -симметрии\*. Из (17) и (18) получим квантовые числа нонета кварков, приведенные в табл. 2. Итак, на основе предположений 1, 2 заряды и гипер-

\* Во избежание недоразумений подчеркнем еще раз, что состояния  $p, n, \lambda$  относятся к  $SU(3')$ -пространству, а не  $SU(3)$ , являющейся диагональной подгруппой группы  $G$ .

заряды кварков автоматически получаются целочисленными. Они отвечают выбору в (10):

$$e_{p1} = 0; \quad e_{p2} = e_{p3} = 1. \quad (19)$$

3. Существует сверхсильное взаимодействие, обладающее  $SU(3'')$ -симметрией и определяющее тем самым классификацию энергетических уровней по неприводимым  $SU(3'')$ -представлениям. Обычные адроны являются  $SU(3'')$ -синглетами.

В обоснование предположения 3 Намбу привел следующую мотивировку [41, 42]. Он предложил ввести октет калибровочных полей  $G_\mu$  ( $\mu = 1, \dots, 8$ ) — глюонов, взаимодействующих с инфинитезимальными  $SU(3'')$ -генераторами (токами) триплетов  $\alpha_\mu^{(n)}$  с силой  $g$ . Для системы, содержащей  $N$  кварков, обмен такими полями между парами кварков приводит к энергии взаимодействия

$$V_G = g^2 \sum_{n>m=1}^N \alpha_\mu^{(n)} \alpha_\mu^{(m)} = g^2 \left[ \sum_{n=1}^N \alpha_\mu^{(n)} \right] \left[ \sum_{m=1}^N \alpha_\mu^{(m)} \right] / 2 - \\ - g^2 \sum_{n=1}^N \alpha_\mu^{(n)} \alpha_\mu^{(n)} / 2 = g^2 (C_2 - NC_{20}) / 2, \quad (20)$$

где  $\alpha_\mu^{(n)}$  относится к  $n$ -му кварку;  $C_2$  — квадратичный оператор Казимира:

$$C_2 = \left[ \sum_{n=1}^N \alpha_\mu^{(n)} \right] \left[ \sum_{m=1}^N \alpha_\mu^{(m)} \right]. \quad (21)$$

Для  $\mathcal{D}(l_1, l_2)$ -представления он имеет значение

$$C_2(l_1, l_2) = (l_1^2 + l_1 l_2 + l_2^2) / 3 + (l_1 + l_2). \quad (22)$$

(Для справки:  $\{3\} = \mathcal{D}(1, 0) : C_{20} = 4/3$ ;  $\{1\} = \mathcal{D}(0, 0) : C_2 = 0$ ;  $\{6\} = \mathcal{D}(2, 0) : C_2 = 10/3$ ;  $\{8\} = \mathcal{D}(1, 1) : C_2 = 3$ ;  $\{10\} = \mathcal{D}(3, 0) : C_2 = 6$ ;  $\{27\} = \mathcal{D}(2, 2) : C_2 = 8$ .)

Предполагается, что глюоны обладают большой массой и зависимостью энергии взаимодействия от координат в (20) пренебрегается.

Таблица 2

Квантовые числа нонета кварков в модели Хана — Намбу

| Параметр | $p_1$ | $n_1$ | $\lambda_1$ | $p_2$ | $n_2$ | $\lambda_2$ | $p_3$ | $n_3$ | $\lambda_3$ |
|----------|-------|-------|-------------|-------|-------|-------------|-------|-------|-------------|
| $I_3$    | 0     | -1    | -1/2        | 1     | 0     | 1/2         | 1/2   | -1/2  | 0           |
| $Y$      | 0     | 0     | -1          | 0     | 0     | -1          | 1     | 1     | 0           |
| $Q$      | 0     | -1    | -1          | 1     | 0     | 0           | 1     | 0     | 0           |

Выражение для полной энергии получается добавлением к  $V_G$  массы покоя:

$$E = (M - C_{20}g^2/2) N + g^2 C_2/2 = N\mu_0 + g^2 C_2 (l_1, l_2)/2, \quad (23)$$

где  $\mu_0$  — эффективная масса кварка внутри адрона:

$$\mu_0 = M - C_{20}g^2/2 = M - 2g^2/3. \quad (24)$$

Из (23) следует, что основными состояниями являются синглетные  $SU(3^c)$ -представления. Более того, условие стабильности связанного состояния  $N$  кварков имеет вид

$$V_G < 0. \quad (25)$$

Из (20) при  $N = 3$  следует, что этому условию удовлетворяют лишь синглетные состояния — обычные барионы. Все другие трехкварковые состояния, относящиеся к высшим представлениям, должны быть нестабильны по отношению к распадам на свободные кварки [41—43]. (Стабильными могут оказаться также некоторые экзотические состояния: бикварки  $qq$ , бикварки-биантикварки  $qq\bar{q}\bar{q}$  и т. п., перечисленные в работе [42].) Может оказаться, однако, что учет зависимости потенциала взаимодействия кварков от координат приведет к наличию сил типа сил Ван-дер-Ваальса, которые могут обеспечить стабильность некоторых из высших состояний.

На основе данных по сечению  $e^+e^-$ -аннигиляции (см. разд. 3) Намбу и Хан [42] предположили, что порог рождения кварк-антикварковой пары лежит в области  $3-4 \text{ Гэв}$  и масса кварка

$$M = 1,5 - 2,0 \text{ Гэв}. \quad (26)$$

Приняв эффективную массу кварка  $\mu_0 = 0,3 \text{ Гэв}$ , они получили

$$g^2 = 1,8 - 2,6 \text{ Гэв}. \quad (27)$$

Что же может происходить с самими свободными кварками, имеющими теперь целочисленные электрические заряды и гиперзаряды? Если они обладают дробными барионными зарядами ( $1/3$ ), то они должны быть стабильны. Но тогда почему они не встречаются в природе? Можно, однако, как это сделали Хан и Намбу, предположить барионные заряды целочисленными. Например, можно постулировать, что барионный заряд определяется как [23, 42]

$$B = 1/3 + Y'' \quad \text{или} \quad B = 1/3 - 2Y''. \quad (28)$$

Тогда для триплетов кварков

$$B = (0, 0, 1) \quad \text{или} \quad B = (1, 1, -1). \quad (29)$$

В первом случае кварки с нулевыми барионными зарядами могли бы распадаться на адроны с испусканием нечетного числа лептонов (из-за спина кварков  $1/2$ ). Они должны были бы обладать

лептонным квантовым числом (например, из работы [42]  $L = (1, -1, 0) = -2I_3^c$ ). Третий кварк с  $B = 1$  мог бы переходить в барион. При втором выборе (29) кварки с  $B = +1$  могли бы переходить в барионы, а с  $B = -1$  — в антибарионы.

Электромагнитный кварковый ток имеет структуру

$$J_\mu^{\text{эм}} = \bar{p}_2 \gamma_\mu p_2 + \bar{p}_3 \gamma_\mu p_3 - \bar{n}_1 \gamma_\mu n_1 - \bar{\lambda}_1 \gamma_\mu \lambda_1, \quad (30)$$

и его можно представить в виде разложения на неприводимые  $SU(3') \times SU(3'')$ -представления:

$$J_\mu^{\text{эм}} = J_\mu(8, 1) + J_\mu(1, 8). \quad (31)$$

В явном виде

$$J_\mu(8, 1) = J_\mu^{(3, 0)} + J_\mu^{(8, 0)}/\sqrt{3}; \quad (32)$$

$$J_\mu(1, 8) = -J_\mu^{(0, 3)} - J_\mu^{(0, 8)}/\sqrt{3}, \quad (33)$$

где

$$J_\mu^{(m, n)} = \bar{q}_{\alpha i} \gamma_\mu \lambda_{\alpha\beta}^{(m)} \lambda_{ij}^{(n)} q_{\beta j} / 2; \quad (34)$$

$\lambda^{(m, n)}$  — матрицы Гелл-Мана при  $m, n = 3, 8$  или единичная матрица при  $m, n = 0$ . Таким образом, в модели Хана — Намбу электромагнитный ток содержит цветную октетную часть и поэтому фотон может возбуждать цветные степени свободы. Ток  $J(8, 1)$  называют током «валентных» кварков, а ток  $J(1, 8)$  — «цветным током».

Глюоны в этой модели также заряжены, и им соответствует определенная бозонная часть электромагнитного тока. Ее наличие должно проявиться в нарушении соотношения Каллана — Гросса при глубоконеупругом рассеянии лептонов на нуклонах при больших энергиях.

Для выбора слабого кваркового тока в рамках модели Хана — Намбу имеется большой произвол. Многие авторы [29, 44—48] использовали этот произвол для того, чтобы добиться отсутствия нейтральных слабых токов с изменением странности (запрета распадов  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $K \rightarrow \nu \bar{\nu}$ ,  $K \rightarrow e^+ e^- \pi$ ). Наиболее последовательно это было сделано в работах [45, 47, 48]. Авторы исходили из того, что слабые адронные заряды, по аналогии с лептонными зарядами, образуют замкнутую  $SU(2)$ -алгебру:

$$[W^+, W^-] = 2W^0; \quad [W^0, W^\pm] = \pm W^\pm, \quad (35)$$

где  $\bar{W}^\pm = (1/2) \int d^3x J_0^\pm$  — интеграл от заряженного слабого тока  $J_\mu^\pm = \bar{t} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) M^\pm t$ . Здесь  $t$  — девятикомпонентный спинор с компонентами  $q_i$ ;  $q = p, n, \lambda$ ;  $i = 1, 2, 3$  и  $M$  —  $9 \times 9$ -матрица с отличными от нуля элементами, соответствующими переходам с  $\Delta Q = \pm 1$  в согласии с табл. 2 зарядов кварков. Из алгебры (35)

следуют ограничения на матрицу переходов:

$$[[M^+, M^-], M^\pm] = \pm 2M^\pm, \quad (36)$$

а также выражение для нейтрального тока:

$$J_\mu^0 = \bar{t}\gamma_\mu a M^0 t / 2; \quad a = 1 - \gamma_5. \quad (37)$$

Условия (36) оказываются такими, что слабый нейтральный ток не содержит компонент с  $\Delta S = \pm 1$ :

$$\bar{J}_\mu^0 = -\bar{n}_1 \gamma_\mu a n_1 - \bar{\lambda}_1 \gamma_\mu a \lambda_1 + \bar{p}_2 \gamma_\mu a p_2 + \bar{p}_3 \gamma_\mu a p_3. \quad (38)$$

Интересно, что он имеет такую же структуру, как и электромагнитный ток (30).

В настоящее время более популярное объяснение отсутствия странных нейтральных токов — предположение Глэшоу — Илиопулоса — Майяни [49] о существовании четвертого кварка, имеющего заряд  $Q = 2/3$ , барионный заряд  $B = 1/3$ , изоспин  $I = 0$ , гиперзаряд  $Y = -1/3$  и новое квантовое число — очарование  $C = 1$ , которое для обычных кварков равно нулю. Здесь хотелось бы только заметить, что модель Хана — Намбу могла бы справиться с этой трудностью сама по себе! Но в ней возникает новая трудность, связанная с «угрозой  $SU(9)$ -симметрии» [50]. Если исходить из калибровочной единой теории слабых и электромагнитных  $SU(2_W)$ -взаимодействий, то перенормируемость теории требует, чтобы лагранжиан сильного взаимодействия был инвариантен относительно  $SU(2_W)$ . Но если слабые токи имеют октетные части относительно как  $SU(3')$ , так и  $SU(3'')$ , то инвариантность сильного лагранжиана относительно  $SU(2_W)$  и  $SU(3') \times SU(3'')$  требует, чтобы он был инвариантен относительно очень большой киральной  $SU(9_L) \times (SU(9_R))$ -группы. Можно попытаться выделить в представлении этой группы синглет относительно  $SU(3') \times SU(3'')$ , причем он не должен являться  $SU(9)$ -синглетом. Однако сделать это простым образом не удастся [50]. Наличие очень большой группы  $SU(9)$ -симметрии для адронного спектра, причем с  $SU(9)$ -нарушением на уровне  $SU(3)$ -нарушения, не соответствует действительности.

Отметим возможность естественного объяснения эффектов  $CP$ -несохранения в слабом взаимодействии в рамках трехтриплетной модели [51]. При этом выполняются правила  $(\Delta Y, \Delta Q) = (\pm 1, 0)$  и  $(0, \pm 1)$  и для обычных адронов  $CP$ -нарушение будет происходить в нелептонных процессах с изменением странности.

В качестве примера слабого заряженного тока приведем выражение, выбранное Гринбергом и Нелсоном [10]:

$$j_\mu^{(+)} = \left[ \sum_{i=1, 2, 3} \bar{p}_i \gamma_\mu a n_i - \sum_{\alpha=p, n, \lambda} \bar{\alpha}_2 \gamma_\mu a \alpha_1 \right] \times \\ \times \cos \theta_c + \left[ \sum_{i=1, 2, 3} \bar{p}_i \gamma_\mu a \lambda_i - \sum_{\alpha=p, n, \lambda} \bar{\alpha}_3 \gamma_\mu a \alpha_1 \right] \sin \theta_c, \quad (39)$$

где  $\theta_c$  — угол Кабиббо. Этот ток преобразуется как  $(8, 1) + (1, 8)$  относительно  $SU(3') \times SU(3'')$ , но приводит к нейтральным токам, содержащим члены с  $\Delta Q = 0$ ,  $|\Delta S| = 1$ .

В заключение обсуждения модели Хана — Намбу рассмотрим возникающие в ней мезонные и барионные состояния. Мезоны, образованные связанными кварком и антикварком, составляют  $9 \times 9 = 81$ -плет. Барионы, образованные тремя связанными кварками, составляют  $9 \times 9 \times 9 = 729$ -плет. Эти мультиплеты разлагаются на следующие неприводимые  $SU(3') \times SU(3'')$ -представления:

$$(3, 3^*) \times (3, 3^*) = (8, 1) + (1, 1) + (1, 8) + (8, 8); \quad (40)$$

$$(3, 3) \times (3, 3) \times (3, 3) = (1, 1) + 2(8, 1) + (10, 1) + 2(1, 8) + (1, 10^*) + 2(8, 10^*) + 2(10, 8) + 4(8, 8) + (10, 10^*). \quad (41)$$

Рассмотрим более подробно мезонные состояния. Обычные мезоны относятся к  $SU(3'')$ -синглету и имеют симметричную триплетную структуру

$$|1''\rangle = (q_1\bar{q}_1 + q_2\bar{q}_2 + q_3\bar{q}_3)/\sqrt{3}. \quad (42)$$

Здесь  $q_i$  или  $\bar{q}_i$  принимают любое значение из данного  $SU(3')$ -триплета:  $p_i$ ,  $n_i$ ,  $\lambda_i$ . В действительности следует брать нужные комбинации так, чтобы составить определенное мезонное состояние, например:

$$\rho^0 = \sum_{i=1, 2, 3} (p_i\bar{p}_i - n_i\bar{n}_i)/\sqrt{6}; \quad \rho^+ = \sum_{i=1, 2, 3} p_i\bar{n}_i/\sqrt{3} \text{ и т. д.} \quad (43)$$

Важно отметить, что если ограничить рассмотрение лишь обычными адронами —  $SU(3'')$ -синглетами, то физическую  $SU(3)$ -симметрию можно считать совпадающей с  $SU(3')$ -компонентой  $G$ , а цветная степень свободы даст лишь утроение каждого кваркового состояния (в случае барионов — антисимметризацию по цветному индексу). Можно непосредственно убедиться, используя табл. 2, в том, что состояния типа (43) действительно обладают нужными квантовыми числами  $I$ ,  $I_3$ ,  $Y$ ,  $Q$ , хотя квантовые числа кварков — «необычные», поскольку кварки составляют  $SU(3)$ -нонет. Подчеркнем, что электромагнитный (30) и слабый (39) токи остаются необычными, и это может проявиться (см. разд. 3) в некоторых экспериментах ниже цветного порога.

Для 72 новых мезонных состояний, относящихся к  $SU(3'')$ -октету, имеем следующие триплетные структуры: цветной изотриплет

$$|I'' = 1, I_3'' = 0, Y'' = 0\rangle = (q_1\bar{q}_1 - q_2\bar{q}_2)/\sqrt{2}; \quad (44)$$

$$|I'' = 1, I_3'' = -1, Y'' = 0\rangle = q_1\bar{q}_2; \quad (45)$$

$$|I'' = 1, I_3'' = 1, Y'' = 0\rangle = q_2\bar{q}_1; \quad (46)$$

цветной изосинглет

$$|I'' = 0, Y'' = 0\rangle = (q_1\bar{q}_1 + q_2\bar{q}_2 - 2q_3\bar{q}_3)/\sqrt{6}; \quad (47)$$

два цветных изодублета

$$|I'' = 1/2, I_3'' = -1/2, Y'' = -1\rangle = q_1\bar{q}_3; \quad (48)$$

$$|I'' = 1/2, I_3'' = 1/2, Y'' = -1\rangle = q_2\bar{q}_3 \quad (49)$$

и

$$|I'' = 1/2, I_3'' = 1/2, Y'' = 1\rangle = q_3\bar{q}_1; \quad (50)$$

$$|I'' = 1/2, I_3'' = -1/2, Y'' = 1\rangle = q_3\bar{q}_2. \quad (51)$$

Подчеркнем еще раз, что каждое из этих состояний представляет собой нонет относительно  $SU(3')$ . Совпадение  $SU(3')$  с обычной  $SU(3)$ -симметрией имеет место лишь для  $SU(3'')$ -синглетных состояний. Для  $SU(3'')$ -октетных состояний обычная  $SU(3)$ -симметрия является диагональной подгруппой  $SU(3') \times SU(3'')$ -группы.

Имеем, например, пять новых нейтральных векторных мезонов, относящихся к  $SU(3'')$ -октету:

$$\omega_{18}(I' = 0, I'' = 0) = \sum_{\alpha=p, n, \lambda} (\alpha_1\bar{\alpha}_1 + \alpha_2\bar{\alpha}_2 - 2\alpha_3\bar{\alpha}_3)/3\sqrt{2}; \quad (52)$$

$$\omega_{88}(I' = 0, I'' = 0) = [(p_1\bar{p}_1 + p_2\bar{p}_2 - 2p_3\bar{p}_3) + (n_1\bar{n}_1 + n_2\bar{n}_2 - 2n_3\bar{n}_3) - 2(\lambda_1\bar{\lambda}_1 + \lambda_2\bar{\lambda}_2 - 2\lambda_3\bar{\lambda}_3)]/6; \quad (53)$$

$$\rho_{18}^0(I' = 0, I'' = 1) = \sum_{\alpha=p, n, \lambda} (\alpha_1\bar{\alpha}_1 - \alpha_2\bar{\alpha}_2)/\sqrt{6}; \quad (54)$$

$$\rho_{88}^0(I' = 0, I'' = 1) = [(p_1\bar{p}_1 - p_2\bar{p}_2) + (n_1\bar{n}_1 - n_2\bar{n}_2) - 2(\lambda_1\bar{\lambda}_1 - \lambda_2\bar{\lambda}_2)]/2\sqrt{3}; \quad (55)$$

$$\rho_{88}^0(I' = 1, I'' = 0) = [(p_1\bar{p}_1 + p_2\bar{p}_2 - 2p_3\bar{p}_3) - (n_1\bar{n}_1 + n_2\bar{n}_2 - 2n_3\bar{n}_3)]/2\sqrt{3}. \quad (56)$$

Символы  $\omega$  и  $\rho$  употребляются здесь для обозначения состояний по обычной  $SU(3)$ -симметрии. Индексы 1 и 8 указывают на принадлежность к синглетному или октетному  $SU(3')$ - или  $SU(3'')$ -представлениям. В ряде работ употребляется иная номенклатура ( $\alpha'$ ,  $\alpha''$ )-состояний, где  $\alpha'$  и  $\alpha''$  принимают символические значения  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $\rho$  и т. п. для обозначений состояний относительно  $SU(3')$  и  $SU(3'')$ , например:  $\rho_{18}^0(I' = 0, I'' = 1) \equiv \equiv (\omega_1, \rho^0)$ . Вместо (52) — (56) будем использовать линейные комбинации, являющиеся  $SU(3)$ -синглет-октетными суперпозициями,



аналогичными  $\omega$ - и  $\varphi$ -мезонами:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}_\omega &= \cos \varphi V_{18} + \sin \varphi V_{88}; \\ \tilde{V}_\varphi &= -\sin \varphi V_{18} + \cos \varphi V_{88}, \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

где  $\varphi$  — угол  $SU(3)$ -синглет-октетного смешивания, вообще говоря, различный для разных мезонов. Обозначим новые векторные мезоны следующим образом: тильдой отметим их принадлежность к  $SU(3)$ -октету; символами  $\omega$ ,  $\varphi$ ,  $\rho$  — их  $SU(3)$ -состояния; индексами  $B$ ,  $C$  и  $D$  — три различных возникающих в данной схеме  $\tilde{\rho}$ -мезона (индекс  $A$  приписываем обычному  $\rho$ -мезону:  $\rho_A \equiv \rho$ ). Справа выпишем также ( $\alpha'$ ,  $\alpha''$ )-номенклатуру. Таким образом, имеем пять новых нейтральных векторных мезонов [44]:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\omega} &= \cos \varphi_\omega \omega_{18} + \sin \varphi_\omega \omega_{88} = (\omega, \omega_8); \\ \tilde{\varphi} &= -\sin \varphi_\omega \omega_{18} + \cos \varphi_\omega \omega_{88} = (\varphi, \omega_8); \\ \tilde{\rho}_B (I'' = 0) &= \rho_{88}^0 (I' = 1, I'' = 0) = (\rho^0, \omega_8); \\ \tilde{\rho}_C (I'' = 1) &= \cos \varphi_\rho \rho_{18}^0 + \sin \varphi_\rho \rho_{88}^0 (I'' = 1) = (\omega, \rho^0); \\ \tilde{\rho}_D (I'' = 1) &= -\sin \varphi_\rho \rho_{18}^0 + \cos \varphi_\rho \rho_{88}^0 (I'' = 1) = (\varphi, \rho^0). \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Если исходить из (23) и оценки (27), то для новых мезонов получается масса  $3,3-4,5 \Gamma_{\text{эв}}$ , что весьма близко к массам, наблюдавшимся в  $e^+e^-$ -аннигиляции резонансов семейства ( $J - \psi$ ). Цветную интерпретацию ( $J - \psi$ )-мезонов рассмотрим в разд. 4. Наконец, заметим, что в модели Хана — Намбу возникают дважды заряженные тяжелые мезоны типа  $p_2 \bar{n}_1$ .

В своей модели [23] Хан и Намбу приняли еще одно предположение.

4. Существует среднесильное взаимодействие, которое нарушает  $SU(3')$  и  $SU(3'')$ , но таким образом, что сохраняется диагональная  $SU(3)$ -подгруппа. Наличие такого взаимодействия привело бы к тому, что тяжелые состояния, относящиеся к высшим  $SU(3'')$ -представлениям, были бы нестабильны и, даже если бы они не распадались на кварки, должны были бы распадаться в  $SU(3')$ -синглетные низшие состояния — обычные адроны.

Модификация модели Хана — Намбу. Многие авторы [44, 51—56] предположили, что  $SU(3')$ - и  $SU(3'')$ -нарушения в модели Хана — Намбу происходят таким образом, что  $SU(2'_1) \times U'_2$ - и  $SU(2''_1) \times U''_2$ -подгруппы сохраняются и  $I'$ ,  $Y'$ ,  $I''$  и  $Y''$  остаются хорошими квантовыми числами. Поэтому состояния, относящиеся к высшим  $SU(3'')$ -представлениям и обладающие отличными от нуля цветными изоспином  $I''$  и гиперзарядом  $Y''$ , будут квазистабильны по отношению к сильным распадам на обычные адроны. Состояния же с  $I'' = 0$  и  $Y'' = 0$  вновь оказы-

ваются нестабильными и будут распадаться на обычные адроны сильным образом. Поскольку в данной модификации модели Хана — Намбу цветной изоспин является хорошим квантовым числом, этот тип моделей называют  $I^c$ -типом. По аналогии с обычной  $SU(3)$ -симметрией были написаны массовые формулы в предположении октетной доминантности  $SU(3')$ - и  $SU(3'')$ -нарушения симметрий [44, 51—56]. Подробнее свойства тяжелых векторных мезонов в такой модифицированной модели Хана — Намбу будут рассмотрены в разд. 4.

Модель с электромагнитным нарушением цветной симметрии. Физическая обычная  $SU(3)$ -симметрия отождествляется с  $SU(3')$ , а новая цветная  $SU(3^c)$  — с  $SU(3'')$ -симметрией и полной адронной симметрией, как и в модели со скрытым цветом (см. выше), считается [57—67]

$$G = SU(3) \times SU(3^c). \tag{59}$$

Кварки относятся к  $(3, 3^*)$ -представлению. (В работах [57, 58] обсуждалась возможность отнести кварки к  $(3, 3)$ -представлению.) Но в отличие от модели со скрытым цветом формула Гелл-Мана — Нишиджимы обобщается так же, как в модели Хана — Намбу:

$$Q = I_3 + Y/2 + I_3^c + Y^c/2. \tag{60}$$

Заряды кварков оказываются целыми. Но в отличие от модели Хана — Намбу в данной модели кварки образуют  $SU(3)$ -триплет, а не нонет\*. Квантовые числа кварков приведены в табл. 3.

Таблица 3

Квантовые числа кварков в модели  $U^c$ -типа

| Параметр | $U$   |       |             | $U^c$ |       |             | $U^c$ |       |             |
|----------|-------|-------|-------------|-------|-------|-------------|-------|-------|-------------|
|          | $p_1$ | $n_1$ | $\lambda_1$ | $p_2$ | $n_2$ | $\lambda_2$ | $p_3$ | $n_3$ | $\lambda_3$ |
| $I_3$    | 1/2   | -1/2  | 0           | 1/2   | -1/2  | 0           | 1/2   | -1/2  | 0           |
| $Y$      | 1/2   | 1/2   | -2/3        | 1/3   | 1/3   | -2/3        | 1/3   | 1/3   | -2/3        |
| $I_3^c$  | -1/2  | -1/2  | -1/2        | 1/2   | 1/2   | 1/2         | 0     | 0     | 0           |
| $Y^c$    | -1/3  | -1/3  | -1/3        | -1/3  | -1/3  | -1/3        | 2/3   | -2/3  | 2/3         |
| $Q$      | 0     | -1    | -1          | 1     | 0     | 0           | 1     | 0     | 0           |

Электромагнитный кварковый ток имеет вид (30) и трансформационные свойства относительно  $SU(3)$ - и  $SU(3^c)$ -симметрий, указанные в (31). Таким образом, как и в модели Хана — Намбу, он имеет октетную цветную часть, и поэтому фотон может возбуждать цветные степени свободы.

\* Теперь  $p, n, \lambda$ -состояния относятся к унитарному пространству обычной  $SU(3)$ -симметрии. См. примечание на с. 1065.

Далее, вновь предполагается существование сверхсильного взаимодействия, обладающего  $SU(3^c)$ -симметрией и определяющего тем самым классификацию энергетических уровней по неприводимым  $SU(3^c)$ -представлениям. Обычные адроны также предполагаются  $SU(3^c)$ -синглетами.

Но теперь существенным предположением данной модели является то, что *нарушение цветной  $SU(3^c)$ -симметрии происходит лишь на уровне электромагнитного взаимодействия* [59—67]. Поэтому все высшие цветные состояния квазистабильны и распадаются в нижележащие состояния лишь электромагнитным или слабым образом.

В данной модификации модели Хана — Намбу состояния определяются собственным числом не цветного изоспина  $I^c$ , а цветного  $U^c$ -спина. Такой тип модели называют  $U^c$ -типом.

Собственные состояния  $U^c$ -спина являются суперпозициями состояний (44) и (47). Например, для векторных мезонов

$$\tilde{V} = \sqrt{3} V(I^c = 1)/2 + V(I^c = 0)/2; \quad (61)$$

$$\tilde{\tilde{V}} = -V(I^c = 1)/2 + \sqrt{3} V(I^c = 0)/2, \quad (62)$$

где символ  $V$  — любое состояние  $\omega$ ,  $\phi$  или  $\rho^0$  относительно обычной  $SU(3)$ -симметрии. Оба состояния (61) и (62) вырождены по массе, и снятие такого вырождения происходит лишь за счет электромагнитного нарушения.

Модель с дискретной  $S_3^c$ -симметрией. Модель, близкая к предыдущей, рассматривалась в работах [68, 69]. Однако в качестве цветной симметрии была предложена дискретная симметрия — группа перестановок  $S_3^c$  цветных индексов — и полной адронной симметрией предлагалось считать группу

$$G = SU(3) \times S_3^c. \quad (63)$$

Интересно, что в такой модели можно сформулировать *принцип отбора* цветных состояний, сильно сокращающий их число [68]:

- 1) электрические заряды целочисленны и такие же, как в модели Хана — Намбу;
- 2) физические состояния должны быть векторами неприводимых  $S_3^c$ -представлений;
- 3) одновременно они должны быть собственными состояниями заряда.

Отсюда вытекает условие, определяющее допустимые физические состояния:

$$[Q, \mathcal{P}] | \text{физическое состояние} \rangle = 0, \quad (64)$$

где  $\mathcal{P}$  — любая перестановка из  $S_3^c$ . Легко видеть, что (64) не выполняется для однокваркового состояния. Например, для сим-

метричного  $p$ -кварка

$$Q \mathcal{F}_{1 \rightleftharpoons 2} |p_1 + p_2 + p_3\rangle = |p_2 + p_3\rangle \neq \\ \neq \mathcal{F}_{1 \rightleftharpoons 2} Q |p_1 + p_2 + p_3\rangle = |p_1 + p_2\rangle.$$

Оказывается, что условие (64) отбирает лишь состояния с числом кварков, кратным трем, и любым числом кварк-антикварковых пар. При этом допустимые комбинации для мезонов и барионов должны иметь следующий вид:

$$\sum_{i=1, 2, 3} y_i q_i \bar{q}_i; \tag{65}$$

$$\sum_{i \neq j \neq k=1}^3 y_{ijk} q_i q_j q_k, \tag{66}$$

где коэффициенты  $y_i$  и  $y_{ijk}$  подбираются таким образом, чтобы получались неприводимые  $S_3^c$ -представления. Для состояний (65) и (66)  $I_3^c = 0$ ,  $Y^c = 0$  и формула Гелл-Мана — Нишиджимы выполняется. Отсюда, например, также следует невозможность существования дважды заряженных мезонных состояний. Модель мало разработана в смысле своих экспериментальных следствий.

Модель с ортогональной цветной группой. Пати [70] предложил рассматривать в качестве адронной симметрии группу

$$G = SU(3) \times SO(3). \tag{67}$$

Формула Гелл-Мана — Нишиджимы обобщается как

$$Q = I_3 + Y/2 + L_3, \tag{68}$$

где  $L_3$  —  $SO(3)$ -генератор, принимающий три значения: 1, 0, -1. Кварки в этой модели имеют дробные заряды:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &: (5/3, 2/3, 2/3); \\ q_2 &: (2/3, -1/3, -1/3); \\ q_3 &: (-1/3, -4/3, -4/3). \end{aligned} \right\} \tag{69}$$

Модель Пати — Салама с четырьмя кварками. Пати и Салам [71, 72] отметили возможность существования глубокой симметрии всех фундаментальных фермионов — кварков и лептонов. Они предложили схему с четырьмя кварками  $p, n, \lambda, p'$ , в которой четвертый — очарованный кварк  $p'$  — является изосинглетом, но, в отличие от обычной схемы с дробными зарядами, они приписали всем кваркам целые заряды, используя три цветных степени свободы. Четвертую цветную степень свободы предложено считать лептонным квантовым числом. Тогда все фундаментальные

фермионы можно объединить таким образом:

$$\left[ \begin{array}{cccc} p_1^0 & n_1^- & \lambda_1^- & p_1'^0 \\ p_2^+ & n_2^0 & \lambda_2^0 & p_2'^+ \\ p_3^+ & n_3^0 & \lambda_3^0 & p_3'^+ \\ p_4 = \nu_e & n_4 = e^- & \lambda_4 = \mu^- & p_4' = \nu_\mu \end{array} \right]. \quad (70)$$

Фундаментальной симметрией является группа

$$G = SU(4) \times SU(4^c). \quad (71)$$

Фундаментальные фермионы принадлежат к  $(4, 4^*)$ -представлению.

На основе такой симметрии Пати и Салам пытаются создать единую теорию сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий. В такой схеме барионное квантовое число не сохраняется и кварки могут распадаться в лептоны. При этом, однако, протон оказывается нестабильным лишь в шестом порядке по константе кваркового распада и потому долгоживущим. В своей модели Пати и Салам вводят также массивные глюоны, которые можно было бы наблюдать (см. разд. 4).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СУЩЕСТВОВАНИЯ ЦВЕТНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ. ИЗМЕРЕНИЯ ЗАРЯДОВ КВАРКОВ

### Общие замечания

Выше были рассмотрены теоретические мотивировки для введения цветных степеней свободы. Обратимся теперь к эксперименту. Строгим подтверждением было бы прямое обнаружение предсказываемых возбужденных цветных состояний. В настоящее время таким прямым подтверждением мы не располагаем (см. разд. 4). Поэтому сейчас обсудим эксперименты, в которых наличие цветных степеней свободы могло бы проявиться косвенно, даже если эти эксперименты проводятся при энергиях ниже цветного порога.

Заряды кварков, естественно, проявляются в электромагнитных эффектах. Классифицируем эти эффекты на основе следующего положения: если в данном процессе, идущем *ниже* цветного порога, участвует лишь один фотон, то в таком процессе может проявиться лишь само наличие цветной степени свободы и не может проявиться различие между моделями с целыми и дробными зарядами кварков [73]. Чтобы проявить последнее различие, необходимы процессы, включающие по крайней мере два фотона.

Пусть начальное  $|i\rangle$  и конечное  $|f\rangle$  состояния относятся к обычному миру адронов и лептонов, т. е. являются синглетами

относительно цветной  $SU(3)^c$ -группы. В моделях с целыми зарядами кварков электромагнитный ток содержит синглетную и октетную по цвету части:

$$J^{\text{эм}} = J_{8,1^c} + J_{1,8^c}. \quad (72)$$

Если в процессе участвует лишь один фотон, то переход определяется матричным элементом

$$\langle f | J^{\text{эм}} | i \rangle. \quad (73)$$

Но тогда вклад в него дает лишь цветная синглетная — валентная — часть электромагнитного тока (72), одинаковая для всех цветных моделей и представляющая собою просто утроенный ток обычных кварков.

Если же в процессе участвуют два фотона, то переход определяется матричным элементом вида

$$\langle f | J^{\text{эм}} \times J^{\text{эм}} | i \rangle = \langle f | (J_{8,1^c} + J_{1,8^c}) (J_{8,1^c} + J_{1,8^c}) | i \rangle. \quad (74)$$

Поскольку в разложении  $J_{1,8^c} \times J_{1,8^c}$  на неприводимые представления  $SU(3)^c$ -группы содержится синглетное представление (см. Дополнение), в матричный элемент (74) будут давать вклад обе части электромагнитного тока (72). Цветная октетная часть в моделях с дробными зарядами кварков отсутствует. Однако это не означает, что в любых процессах, включающих два фотона, это различие проявится (см. ниже процессы  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $\eta \rightarrow 2\gamma$ ).

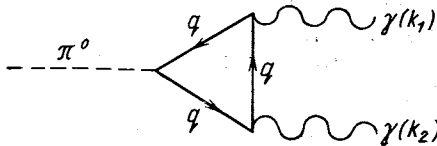
Руководствуясь этим правилом, перейдем к рассмотрению конкретных процессов.

### Распады $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , $\eta \rightarrow 2\gamma$ , $\eta' \rightarrow 2\gamma$

Вычисление вероятности распада

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (75)$$

послужило одним из первых и очень серьезных аргументов в пользу существования цветной степени свободы у кварков [74, 75]. В основу вычисления вероятности распада (75) положена треугольная диаграмма, приводящая к так называемой *адлеровской аномалии* в соотношении частичного сохранения аксиального тока (ЧСАТ) при включении электромагнитного поля [74]:



Адлер и Бардин показали [76], что такая простая треугольная диаграмма — единственная, дающая вклад в процесс (75) в любом конечном порядке перенормируемой теории возмущений, и поэтому выполненный на ее основе расчет в приближении ЧСАТ является точным.

Для ширины распада (75) получается выражение

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \alpha^2 [\mu^3 / (16\pi^3 F_\pi^2)] S^2, \quad (76)$$

где  $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ ;  $\mu$  — масса  $\pi^0$ -мезона;  $F_\pi$  — постоянная, входящая в ЧСАТ и определяемая из распада  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  ( $|F_\pi| \approx \approx 95 M\epsilon\epsilon$ ); величина  $S$  для  $\pi$ -мезона, состоящего из  $p$  и  $n$  кварков (и антикварков), дается выражением

$$S = (e_p^2 - e_n^2)/2. \quad (77)$$

В модели обычных кварков ( $e_p = 2/3$ ,  $e_n = -1/3$ )  $S = 1/6$ . В любой трехтриплетной модели вследствие (10) и (11)

$$S = \sum_{i=1, 2, 3} (e_{pi}^2 - e_{ni}^2)/2 = \sum_{i=1, 2, 3} e_{pi} - 3/2 = 1/2. \quad (78)$$

Таким образом, наличие трех цветных состояний кварков увеличивает ширину распада (75) в 9 раз по сравнению с величиной, получаемой в обычной кварковой модели. Численные значения ширины составляют:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \begin{cases} 0,87 \text{ эв} & \text{для обычной кварковой модели;} \\ 7,84 \text{ эв} & \text{для цветных моделей.} \end{cases}$$

Сравнивая полученные значения с экспериментальным [77]  $7,92 \pm 0,42 \text{ эв}$ , убеждаемся в прекрасном согласии с ним теоретического предсказания цветной модели. Заметим, что такое сравнение указывает на наличие именно *трех* цветных состояний. Необходимо, однако, иметь в виду скептическое замечание на этот счет [78], заключающееся в том, что использованная при выводе формулы (76) экстраполяция от нулевой массы пиона к его физической массе («приближение мягких пионов») вполне может привести к потере множителя  $\sim 3$ , и тогда отпадает необходимость во введении цветных степеней свободы для согласования предсказаний обычной кварковой модели с экспериментальными данными.

Почему процесс (75), включающий два фотона, не различает цветные модели с дробными и целыми зарядами кварков? В модели с дробными зарядами кварков амплитуда рассматриваемого процесса имеет вид

$$\langle \pi^0 | J_{8,1c} \times J_{8,1c} | 0 \rangle, \quad (79)$$

где  $J_{8,1^c}$  — электромагнитный ток (14), и в моделях с целыми зарядами кварков

$$\langle \pi^0 | (J_{8,1^c} + J_{1,8^c})^2 | 0 \rangle. \quad (80)$$

Разность амплитуд (79) и (80) составляет

$$\langle \pi^0 | J_{8,1^c} J_{1,8^c} + J_{1,8^c} J_{8,1^c} + (J_{1,8^c})^2 | 0 \rangle. \quad (81)$$

Но  $\pi^0$  является членом  $(8,1^c)$ -мультиплета. Далее,  $J_{8,1^c} \times J_{1,8^c} = (8,8^c)$  не имеет проекции на цветной синглет; аналогично не имеет этой проекции  $J_{1,8^c} \times J_{1,8^c}$ ;  $(J_{1,8^c})^2$  не имеет проекции на  $SU(3)$ -октет. Следовательно, (81) обращается в нуль и амплитуды (79) и (80) совпадают [41].

Иной результат получается для распада  $SU(3)$ -синглета:  $\eta_1 \rightarrow 2\gamma$  [75, 79]. В этом случае амплитуда распада в модели с целыми зарядами кварков

$$\begin{aligned} \langle 1; 1^c | (J_{8,1^c} + J_{1,8^c})^2 | 0 \rangle &= \langle 1; 1^c | J_{8,1^c}^2 + J_{1,8^c}^2 | 0 \rangle = \\ &= 2 \langle 1; 1^c | J_{8,1^c}^2 | 0 \rangle \end{aligned} \quad (82)$$

оказывается вдвое больше амплитуды в модели с дробными зарядами кварков [41]. Это должно сказаться на ширинах распадов на  $2\gamma$ -кванта  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов, являющихся синглет-октетными смесями:

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \cos \theta \eta_8 - \sin \theta \eta_1; \\ \eta' &= \sin \theta \eta_8 + \cos \theta \eta_1. \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Однако возникает неоднозначность, связанная с неопределенностями отношения констант  $F_8/F_1$  ( $F_8$  и  $F_1$  — константы, аналогичные  $F_\pi$  и входящие в ЧСАТ для  $\eta_8$  и  $\eta_1$  соответственно) и угла смешивания  $\theta$ . Для того чтобы исключить эти неоднозначности, Чановиц [79] предложил рассматривать одновременно распады

$$\eta, \eta' \rightarrow 2\gamma \quad (84)$$

и

$$\eta, \eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma. \quad (85)$$

Можно провести расчет таких процессов в приближении мягких пионов и из экспериментально измеренного отношения [77]

$$\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) / \Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) = 7,60 \pm 0,25 \quad (86)$$

определить [79]

$$(F_8/F_1) \operatorname{tg} \theta = \begin{cases} -0,12 \pm 0,016 & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ -0,05 \pm 0,007 & \text{для целых зарядов кварков.} \end{cases}$$



При  $\theta = -11^\circ$  — значении, следующем из квадратичных массовых формул [77], получается [79]

$$F_8/F_1 = \begin{cases} 0,62 \pm 0,083 & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ 0,257 \pm 0,036 & \text{для целых зарядов кварков} \end{cases}$$

и для ширины распадов:

$$\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) = \begin{cases} 283 \pm 21 \text{ эв} & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ 258 \pm 16 \text{ эв} & \text{для целых зарядов кварков} \end{cases}$$

и

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = \begin{cases} 38 \pm 1 \text{ эв} & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ 32 \pm 0,6 \text{ эв} & \text{для целых зарядов кварков.} \end{cases}$$

Экспериментальные данные [80]:

$$\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) = 324 \pm 46 \text{ эв}; \quad \Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = 43 \pm 6 \text{ эв.}$$

Последнее значение получено с помощью (86). Согласие теоретических предсказаний, полученных Чановицом [79], с экспериментальными данными блестящее. Но в то же время различие в предсказаниях моделей с целыми и дробными зарядами кварков настолько незначительно, что на их основе трудно предпочесть одну из этих моделей другой. Чановиц отмечает, однако, что полученное выше значение  $F_8/F_1$  для модели с дробными зарядами кварков ближе к ожидаемому отношению  $F_8/F_1 \approx 1$ , чем это же значение для модели с целыми зарядами кварков. Так, если принять  $F_8 = F_1 = F_\pi$  и  $\theta = -11^\circ$ , то для ширин получаются значения [79]:

$$\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma) = \begin{cases} 379 \text{ эв} & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ 696 \text{ эв} & \text{для целых зарядов кварков} \end{cases}$$

и

$$\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) = 45 \text{ эв} \text{ для обеих моделей.}$$

Существенно большее различие в предсказаниях моделей с дробными и целыми зарядами кварков должно иметь место для распадов  $\eta' \rightarrow 2\gamma$ . Чановиц оценил при  $\theta = -11^\circ$  отношение [79]:

$$\Gamma(\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)/\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma) = \begin{cases} 5,4 \pm 0,2 & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ 0,5 \pm 0,1 & \text{для целых зарядов кварков.} \end{cases}$$

Экспериментально оно плохо измерено, но предварительное значение этого отношения изменяется в пределах  $9,1 \pm 2,2$  и  $17 \pm 3$ , что свидетельствует, скорее, в пользу модели с дробными значениями зарядов кварков.

Ко всему сказанному имеет существенное отношение вопрос о возможности еще большей, чем в случае  $\pi^0$ -мезона, экстраполяции физических значений масс  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов в нуль.

### Аннигиляция $e^+e^-$ в адроны

На встречных кольцах SPEAR в Стэнфорде знаменитое отношение [81, 82]

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (87)$$

измерено в настоящее время в достаточно широком интервале энергий [83]. Его поведение от  $s = (E_+ + E_-)^2$  проявляет следующие замечательные особенности: в интервале  $2 \leq s \leq 10 \text{ Гэв}^2$  оно приблизительно постоянно и равно  $2,5 \pm 0,4$ ; при  $s \geq 10 \text{ Гэв}^2$  наступает «новая резонансная область», возможно, связанная с рождением  $\psi''$ ,  $\psi'''$ - и т. п. резонансов; при  $s \geq 25 \text{ Гэв}^2$  устанавливается новое постоянное значение  $5,2 \pm 0,8$ .

Теоретически аннигиляция  $e^+e^- \rightarrow$  адроны предполагается идущей через однофотонное промежуточное состояние \*

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{адроны}. \quad (88)$$

При асимптотических значениях  $s \rightarrow \infty$  в партонной модели промежуточный фотон переходит точечным взаимодействием в пару не взаимодействующих партона и антипартона, которая затем «вытягивает» из вакуума другие партон-антипартонные пары и рекомбинацией с ними превращается в конечные адроны. Вклады от различных первоначально возникших партонных пар предполагаются некогерентными. Это предположение эквивалентно тому, что при расчете сечения процесса (88) через абсорбтивную часть диаграммы собственной массы фотона следует ограничиваться лишь однопетлевыми диаграммами.

В этих предположениях при асимптотических значениях для  $R$  получается простое постоянное значение:

$$R_\infty = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_j \left( \frac{1}{4} + \frac{3}{2} \sigma_j \right) e_j^2, \quad (89)$$

где  $e_j$  — заряд  $j$ -го партона;  $\sigma_j$  — его спин (0 или 1/2).

Если принять гипотезу Бьеркена — Паскоса: партоны  $\equiv$  кварки, то просто

$$R_\infty = \sum_j e_j^2. \quad (90)$$

\* Подробный обзор процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны см. в работе [84].

Цветные модели дают

$$R_\infty = \sum_{i=1, 2, 3} [e_{pi}^2 + 2(e_{pi} - 1)^2] = 3 \sum_{i=1, 2, 3} e_{pi}^2 - 2. \quad (91)$$

Мы имеем для различных моделей:

$$R_\infty = \begin{cases} 2/3 \text{ для обычных кварков} = 10/9 (\dots + \text{очарованный кварк}); \\ 2 \text{ для цветных кварков с дробными зарядами} = 10/3 (\dots + \\ + \text{очарованный кварк}); \\ \text{то же самое для цветных кварков с целыми зарядами ниже} \\ \text{цветного порога}; \\ 4 \text{ для цветных кварков с целыми зарядами выше цветного} \\ \text{порога (модель Хана — Намбу)} = 6 (\dots + \text{очарованный кварк,} \\ \text{модель Пати — Салама)}; \\ 8 \text{ для цветных кварков с дробными зарядами в модели Тати} \\ \text{выше цветного порога.} \end{cases} \quad (92)$$

Заметим, что данный процесс относится к однофотонным и потому модель с целыми зарядами кварков ниже цветного порога приводит к тем же результатам, что и модель с дробными зарядами кварков [73]. Сравним предсказания различных моделей с экспериментальным  $R(s)$ -поведением. Можно думать, что постоянство  $R \approx 2,5$  в области до «новой резонансной области» обязано установлению «первого асимптотического режима» при множественном рождении обычных адронов. Тогда получаем явное свидетельство в пользу существования цветной степени свободы. Далее, если предположить цветной порог лежащим около  $s = 20 \div \div 25 \text{ Гэв}^2$ , то модель с целыми зарядами кварков intriguingе естественным образом объясняет подъем  $R$  при установлении «второго асимптотического режима» при множественном рождении также новых, цветных адронов. Различие между предсказываемым асимптотическим значением  $R_\infty = 4$  и экспериментальным  $R \approx 5,2$  можно объяснить образованием в  $e^+e^-$ -аннигиляции тяжелых лептонов с массой  $1,6 - 2 \text{ Гэв}$  [85], которые затем могут распадаться на обычные адроны + один лептон (например, новое нейтрино). Модель Пати — Салама не нуждается в последней гипотезе: для нее  $R_\infty = 6$ . Предполагается, что в этой области энергий образуются сами кварки с целочисленными зарядами [86].

Альтернативная модель с дробными зарядами кварков не дает двухступенчатого  $R(s)$ -поведения, поскольку в ней фотон не может возбуждать высшие цветные состояния. Она дает простое устроение  $R_\infty$ , полученного в обычной кварковой модели. Вторая ступень в  $R(s)$ -поведении объясняется «новой физикой»: образованием очарованных частиц ( $R_\infty = 10/3$ ) и тяжелых лептонов [87].

### Глубоконеупругие процессы

Глубоконеупругое электрон-нуклонное рассеяние. Рассматриваемый процесс

$$e + N \rightarrow e' + \text{адроны} \quad (93)$$

в партонной модели трактуется в системе бесконечного импульса нуклона как процесс упругого рассеяния виртуального фотона на каждом партоне — точечной частице с последующей рекомбинацией партонов в адроны [88]. В этой модели известные структурные функции, определяющие сечение процесса (93) и являющиеся измеримыми величинами, в асимптотической области имеют масштабное («бьеркеновский скейлинг») поведение

$$\left. \begin{aligned} vW_2(Q^2, \nu)/M_N = F_2(x) \\ W_1(Q^2, \nu) = F_1(x) \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \text{при } Q^2, \nu \rightarrow \infty \text{ и фиксированном} \\ x = Q^2/(2M_N\nu), \end{aligned} \quad (94)$$

где  $M_N$  — масса нуклона;  $\nu = E - E'$  — энергия (в лабораторной системе) виртуального фотона;  $Q^2 = 4EE' \sin^2 \theta/2$  — его масса ( $\theta$  — угол рассеяния электрона). Для партонов-кварков — частиц со спином  $1/2$  — имеют место соотношение Каллана — Гросса

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \quad (95)$$

и формула

$$F_2(x) = \sum_j e_j^2 x f_j(x), \quad (96)$$

где  $f_j(x)$  — плотность вероятности того, что партон  $j$  уносит долю  $x$  нуклонного импульса в системе бесконечного импульса нуклона;  $e_j$  — заряд партона.

Обозначим  $u_j(x) = x f_j(x)$ . Из соображений изотопической инвариантности для партонов-кварков в протоне и нейтроне следует

$$u_p^{\mathcal{P}}(x) = u_n^{\mathcal{M}}(x); \quad u_n^{\mathcal{P}}(x) = u_p^{\mathcal{M}}(x); \quad u_\lambda^{\mathcal{P}}(x) = u_\lambda^{\mathcal{M}}(x). \quad (97)$$

Для протона и нейтрона соотношение (96) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} F_2^{\mathcal{P}}(x) &= e_p^2 [u_p(x) + u_{\bar{p}}(x)] + e_n^2 [u_n(x) + u_{\bar{n}}(x)] + \\ &\quad + e_\lambda^2 [u_\lambda(x) + u_{\bar{\lambda}}(x)]; \\ F_2^{\mathcal{M}}(x) &= e_p^2 [u_n(x) + u_{\bar{n}}(x)] + e_n^2 [u_p(x) + u_{\bar{p}}(x)] + \\ &\quad + e_\lambda^2 [u_\lambda(x) + u_{\bar{\lambda}}(x)]. \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

Легко получить нижнюю границу для отношения:

$$F_2^{\mathcal{M}}(x)/F_2^{\mathcal{P}}(x) \geq e_n^2/e_p^2. \quad (99)$$

В цветных моделях следует взять суммы по всем кваркам данного вида, и тогда получим

$$F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) = \sum_{i=1, 2, 3} \{e_{pi}^2 [u_{pi}(x) + u_{\bar{p}i}(x)] + e_{ni}^2 [u_{ni}(x) + u_{\bar{n}i}(x)] + e_{\lambda i}^2 [u_{\lambda i}(x) + u_{\bar{\lambda}i}(x)]\}. \quad (100)$$

В нуклонах, являющихся цветными синглетами, все цвета данного кварка входят с одинаковым весом  $1/3$ , поэтому (100) приобретает вид

$$F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) = \left[ \sum_{i=1, 2, 3} e_{pi}^2/3 \right] [u_p(x) + u_{\bar{p}}(x)] + \left[ \sum_{i=1, 2, 3} e_{ni}^2/3 \right] [u_n(x) + u_{\bar{n}}(x)] + \left[ \sum_{i=1, 2, 3} e_{\lambda i}^2/3 \right] [u_{\lambda}(x) + u_{\bar{\lambda}}(x)]. \quad (101)$$

Вместо (99) получим

$$F_2^{\gamma \mathcal{M}}(x)/F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) \geq \sum_{i=1, 2, 3} e_{ni}^2 / \sum_{i=1, 2, 3} e_{pi}^2. \quad (102)$$

Из (98) и (101) следует, что обычная кварковая модель, модель цветных кварков с дробными зарядами и модель цветных кварков с целыми зарядами, но ниже цветного порога приводят к одной и той же структурной функции

$$F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) = (4/9) [u_p(x) + u_{\bar{p}}(x)] + (1/9) [u_n(x) + u_{\bar{n}}(x) + u_{\lambda}(x) + u_{\bar{\lambda}}(x)], \quad (103)$$

а (99) имеет вид [89]

$$F_2^{\gamma \mathcal{M}}(x)/F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) \geq 1/4. \quad (104)$$

Для модели цветных кварков с целыми зарядами выше цветного порога структурная функция возрастает [10]:

$$F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) = 2 [u_p(x) + u_{\bar{p}}(x)]/3 + [u_n(x) + u_{\bar{n}}(x) + u_{\lambda}(x) + u_{\bar{\lambda}}(x)]/3 \quad (105)$$

и

$$F_2^{\gamma \mathcal{M}}(x)/F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x) \geq 1/2. \quad (106)$$

Эксперименты, проведенные в SLAC в широком интервале изменения  $Q^2 : 2 \lesssim Q^2 \lesssim 14 \text{ Гэв}^2$ , не показывают существенного увеличения структурных функций  $F_2^{\gamma \mathcal{M}}(x)$ ,  $F_2^{\gamma \mathcal{F}}(x)$  при возрастании  $Q^2$ , как это должно происходить согласно модели с целыми зарядами кварков выше цветного порога. Однако при малых  $x$  было обнаружено значительное отклонение от бёркеновского скей-

линга [90]. Далее, отношение (104), определенное на основе экспериментальных данных [91], оказалось убывающей функцией  $x$  от 1 при  $x = 0$  до 0,25 при  $x = 1$ . Около  $x \approx 0,5$  оно становится меньше 1/2. Таким образом, эксперименты по глубоконеупругому электрон-нуклонному рассеянию свидетельствуют, казалось бы, против модели с целыми зарядами кварков.

Необходимо, однако, учитывать кинематические ограничения. Для того чтобы цветные степени свободы возбуждались, должно выполняться условие

$$(P + q)^2 = M_N^2 + 2M_N v - Q^2 \geq M_c^2, \quad (107)$$

где  $P$  и  $q$  — 4-импульсы протона и виртуального фотона ( $q^2 \equiv -Q^2$ );  $M_c$  — масса, характеризующая цветной порог. Проявление цветных степеней свободы можно ожидать лишь для  $x$ , удовлетворяющих условию

$$x \leq [1 + (M_c^2 - M_N^2)/Q^2]^{-1}. \quad (108)$$

Для  $M_c^2 \approx 20 \text{ Гэв}^2$  (см. выше) и  $Q^2 \approx 15 \text{ Гэв}^2$  получим  $x \leq 0,45$ . Таким образом, можно ожидать возбуждение цветных степеней свободы лишь для малых  $x$ , где бьеркеновский скейлинг нарушается и простая партонная модель, скорее всего, несостоятельна.

В работе [92] кинематические ограничения введены в партонную модель в предположении, что при возбуждении новых (например, цветных) степеней свободы возникают партоны с большой массой  $m_c$ . Тогда бьеркеновскую переменную нужно заменить

$$z = x + m_c^2/(2M_N E y), \quad \text{где } y = v/E. \quad (109)$$

Наконец, отметим, что Пати и Салам [93] предложили такую цветную модель, в которой вклады от возбуждения цветных степеней свободы фотоном и тяжелым цветным глюоном интерферируют и в асимптотике сокращают друг друга. Исходя из единой калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий, предположено, что

- 1) лептоны — цветные синглеты;
- 2) валентный и цветной токи [см. (31)] калибровочно независимы. При этом первый связан со слабым взаимодействием, а второй — с сильным.

Тогда исходный лагранжиан без спонтанного нарушения калибровочной инвариантности записывается в виде

$$L_{вз} = gW_\mu (J_\mu^{\text{валент}} + J_\mu^{\text{лепт}}) + fV_\mu J_\mu^{\text{цвет}}, \quad (110)$$

где  $W$  и  $V$  — слабое и сильное (глюонное) калибровочные поля соответственно. Обратим внимание на то, что при таком лагранжиане лептоны взаимодействуют обменом  $W$  только с валентным током и не взаимодействуют с цветным. При спонтанном нарушении калибровочной симметрии  $W_\mu$  и  $V_\mu$  смешиваются и приводят

к появлению безмассового фотона  $\mathcal{A}_\mu$ , являющегося смесью  $W_3$  и  $\sqrt{3}V_3/2 + V_8/8$  и ортогонального к нему цветного массивного калибровочного партнера  $\tilde{U}_\mu$ . Теорема Пати — Салама заключается в доказательстве того, что вклады от  $\mathcal{A}_\mu$  и  $\tilde{U}_\mu$  во взаимодействие лептонов с цветным током асимптотически сокращают друг друга. Иначе, взаимодействие лептонов с цветным током, возникающее из-за различия пропагаторов фотона и глюона, асимптотически исчезает, и кварки проявляют лишь свои валентные, т. е. дробные, заряды.

Во всяком случае, можно заключить, что экспериментальные данные относительно процесса (93), являющегося однофотонным процессом, не отвергают модели с целыми зарядами кварков.

**Глубоконеупругое рассеяние нейтрино (антинейтрино) на нуклоне.** Процессу (93) аналогичен процесс неупругого рассеяния нейтрино или антинейтрино на нуклоне

$$\nu, \bar{\nu} + N \rightarrow l + \text{адроны}, \quad (111)$$

где  $l$  — соответствующий лептон ( $e^\pm, \mu^\pm, \nu, \bar{\nu}$ ), который в партонной модели рассматривается как точечное взаимодействие тяжелых  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов — переносчиков слабых взаимодействий с отдельными партонами. Можно, однако, считать взаимодействие нейтрино с партоном-кварком контактным четырехфермионным взаимодействием:

$$[\bar{\mu}\gamma_\mu a\nu][\bar{p}\gamma_\mu a n_\theta] + \dots, \quad (112)$$

где  $n_\theta = \cos \theta_c n + \sin \theta_c \lambda$  — кабиббовский кварк.

Важно отметить, что если электромагнитное взаимодействие кварка определяется его зарядом, то слабое взаимодействие кварка — его изоспиновым состоянием. Поскольку в разных моделях связь между этими свойствами кварков различна, можно попытаться на основе сравнения данных, относящихся к процессам (93) и (111), в рамках одной и той же партонной картины определить такую характеристику кварка, как заряд.

На основе партонной модели в асимптотическом пределе  $Q^2 \rightarrow \infty, \nu \rightarrow \infty$  ( $x$  фиксировано) \* получается правило сумм (см., например, работы [94, 95]):

$$\sigma^{\nu N} + \sigma^{\bar{\nu} N} = \frac{2}{3} \frac{G^2 M_N E_{\nu, \bar{\nu}}}{\pi} \int [F_2^{\nu N}(x) + F_2^{\bar{\nu} N}(x)] dx, \quad (113)$$

где  $G^2$  — константа слабого взаимодействия ( $G = 1,0 \cdot 10^{-5}$ );  $\sigma^{\nu, \bar{\nu} N}$  — полное сечение взаимодействия нейтрино или антинейтрино с нуклоном (протоном или нейтроном). Далее, согласно (112), модель

\* Теперь  $\nu = E_\nu - E_l, Q^2 = 4E_\nu E_l \sin^2 \theta/2$ , где  $\theta$  — угол вылета лептона  $l$ .

обычных кварков Гелл-Мана — Цвейга для структурной функции дает (для простоты полагаем угол Кабиббо  $\theta_c = 0$  и пренебрегаем вкладом странных партонов  $\lambda$ ):

$$F_2^{\nu\mathcal{P}}(x) = F_2^{\bar{\nu}\mathcal{M}}(x) = 2[u_n(x) + u_{\bar{p}}(x)];$$

$$F_2^{\bar{\nu}\mathcal{P}}(x) = F_2^{\nu\mathcal{M}}(x) = 2[u_p(x) + u_{\bar{n}}(x)]. \quad (114)$$

Поэтому вместо (113) можно написать

$$\sigma^{\nu N} + \sigma^{\bar{\nu}N} = \frac{4}{3} \zeta \frac{G^2 M_N E_{\nu\bar{\nu}}}{\pi} u, \quad (115)$$

где

$$u = \int [u_p(x) + u_{\bar{p}}(x) + u_n(x) + u_{\bar{n}}(x)] dx; \quad \zeta = 1. \quad (116)$$

В то же время из (98) имеем

$$\langle e^2 \rangle u = \int F_2^{\gamma N}(x) dx, \quad (117)$$

где средний заряд партона для обычных кварков

$$\langle e^2 \rangle = (e_p^2 + e_n^2)/2 = 5/18; \quad (118)$$

$F_2^{\gamma N}$  — средняя функция для нуклона:

$$F_2^{\gamma N} = (F_2^{\nu\mathcal{P}} + F_2^{\bar{\nu}\mathcal{M}})/2. \quad (119)$$

(При измерениях на ядрах такое усреднение происходит автоматически.) Из (115) и (117) следует соотношение [94, 95]

$$\langle e^2 \rangle \zeta^{-1} = \int F_2^{\gamma N}(x) dx / \left[ \frac{3\pi}{4G^2 M_N} \frac{\sigma^{\nu N} + \sigma^{\bar{\nu}N}}{E_{\nu, \bar{\nu}}} \right]. \quad (120)$$

Очевидно, в цветной модели с дробными зарядами справедлив тот же результат. Однако в модели с целыми зарядами кварков результат иной и зависит от выбора слабого взаимодействия цветных кварков. В качестве примера остановимся на выборе (39) Гринберга и Нелсона [10]. Учитывая, что каждое цветное состояние партона входит с одинаковым весом  $1/3$ , получаем для структурных функций [10]:

$$F_2^{\nu\mathcal{P}}(x) = F_2^{\bar{\nu}\mathcal{M}}(x) = 2[4u_n(x)/3 + u_p(x)/3 + 4u_{\bar{p}}(x)/3 + u_{\bar{n}}(x)/3];$$

$$F_2^{\bar{\nu}\mathcal{P}}(x) = F_2^{\nu\mathcal{M}}(x) = 2[4u_p(x)/3 + u_n(x)/3 + 4u_{\bar{n}}(x)/3 + u_{\bar{p}}(x)/3]. \quad (121)$$



Теперь в выражении (115)  $\xi = 5/3$ . Далее, средний заряд партона, согласно (101), определяется как

$$\langle e^2 \rangle = \sum_{i=1, 2, 3} (e_{pi}^2 + e_{ni}^2)/6. \quad (122)$$

Простой подсчет для модели Хана — Намбу дает

$$\langle e^2 \rangle \xi^{-1} = 2/5. \quad (123)$$

Сравнение экспериментальных данных [94] с теоретическими предсказаниями представлено на рис. 2. Наилучшее согласие

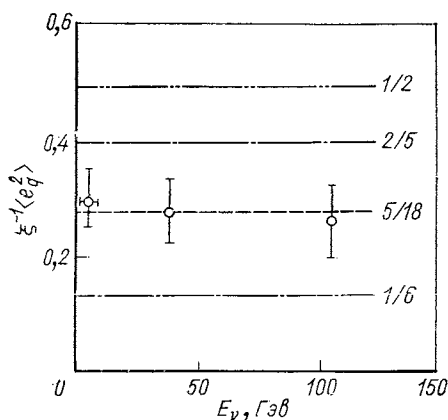


Рис. 2. Среднеквадратичный заряд партонный, определяемый из сравнения данных глубоконеупругого рассеяния электронов и нейтрино — антинейтрино на нуклоне

с экспериментом дают модели с дробными зарядами кварков и средним зарядом (118). Если просто положить  $e_p = 1$ ,  $e_n = 0$ , то получающееся для левой части (120) значение  $1/2$  строго отвергается экспериментом. Но модель с целыми зарядами кварков на этом основании отвергнуть нельзя. В рассмотренном примере в рамках этой модели значение левой части (120) составляет  $2/5$ , что лежит выше экспериментальных точек. Но вновь необходимо напомнить о кинематических ограничениях, обсуждавшихся выше. Они могут привести к тому, что при энергиях существующих электронных пучков вклад в интеграл, стоящий в числителе правой части (120), дают лишь малые  $x$ . Эффективно это уменьшает левую часть (120). Если предположить, что в электрон-протонном столкновении цветные степени свободы вообще не возбуждаются, то для левой части (120) можно получить значение  $1/6$ . Экспериментальные точки оказываются лежащими между двумя граничными значениями  $2/5$  и  $1/6$ , задаваемыми моделью с целыми зарядами кварков. Фелдман и Метьюз в рамках выбранного ими варианта слабых цветных токов получили для левой части (120) значение  $3/14$  [44].

### Двухфотонные глубоконеупругие процессы

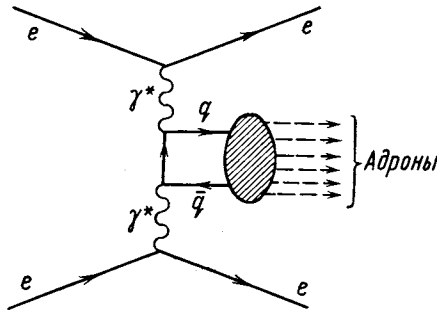
Итак, однофотонный глубоконеупругий процесс не позволяет провести различие между моделями с целыми и дробными зарядами кварков не только ниже цветного порога, но также, в силу

кинематических ограничений при энергиях существующих электронных пучков, и выше цветного порога. Поэтому представляют большой интерес процессы, включающие более одного фотона, где указанное различие моделей должно проявиться при энергиях ниже цветного порога.

**Глубоконеупругое  $ee$ -рассеяние [96].** В партонной модели процесс

$$e + e \rightarrow e + e + \gamma^* + \gamma^* \rightarrow e + e + q + \bar{q} \rightarrow e + e + \text{адроны} \quad (124)$$

истолковывается как возникновение пары партон — антипартон при столкновении двух виртуальных фотонов с последующей рекомбинацией этой пары в адронное конечное состояние [97]:



Вклады в это состояние от отдельных партонных пар предполагаются *некогерентными*. Это эквивалентно при расчете абсорбтивной части четырехугольной диаграммы с четырьмя фотонами в вершинах учету лишь однопетлевых кварковых диаграмм (см. Дополнение). Расчет дает асимптотическое значение для отношения

$$T_\infty = \lim_{\substack{s \rightarrow \infty \\ Q^2 \rightarrow \infty}} \frac{\sigma_{2\gamma^*}(ee \rightarrow ee + \text{адроны})}{\sigma_{2\gamma^*}(ee \rightarrow ee + \mu^+ + \mu^-)} = \sum_j e_j^4. \quad (125)$$

В различных моделях для асимптотического отношения (125) находим следующие значения:

$$T_\infty = \begin{cases} 2/9 \text{ для обычных кварков} = 34/81 \text{ (... + очарованный кварк);} \\ 2/3 \text{ для цветных кварков с дробными зарядами} = \\ = 34/27 \text{ (... + очарованный кварк);} \\ 2 \text{ для цветных кварков с целыми зарядами ниже цветного порога} = 10/3 \text{ (... + очарованный кварк);} \\ 4 \text{ для цветных кварков с целыми зарядами выше цветного порога} = 6 \text{ (... + очарованный кварк).} \end{cases} \quad (126)$$

Настоящий процесс не подвергался еще экспериментальному исследованию из-за малости его сечения  $\sim 10^{-36} \text{ см}^2$  при энергии  $\sim 3 \text{ Гэв}$  [97]. Сечение быстро падает для сильновиртуальных фотонов из-за уменьшения фотонных пропагаторов. Однако в работе [98] была показана возможность измерения суммы четвертных степеней зарядов кварков в том случае, когда лишь один фотон сильновиртуальный, а другой находится вблизи массовой поверхности.

**Глубоконеупругий комптон-эффект.** Названный процесс

$$\gamma + N \rightarrow \gamma' + \text{адроны} \quad (127)$$

определяется в партонной картине диаграммой рассеяния фотона на одном и том же партоне. Бьеркен и Паскос [99] нашли, что в глубоконеупругой области сечения процессов (93) и (127) связаны простым соотношением:

$$(d^2\sigma/d\Omega' dE')_{\nu N} = (\nu^2/EE') (d^2\sigma/d\Omega' dE')_{eN} \left[ \sum_j e_j^4 / \sum_j e_j^2 \right]. \quad (128)$$

В зависимости от предположений о значении статистического фона пар кварк — антикварк, существующего помимо трех валентных кварков, получается оценка (см. Дополнение):

$$\frac{\langle \sum_j e_j^4 \rangle}{\langle \sum_j e_j^2 \rangle} = \begin{cases} 1/9 \div 4/9 & \text{для дробных зарядов кварков;} \\ 1 & \text{для целых зарядов кварков.} \end{cases} \quad (129)$$

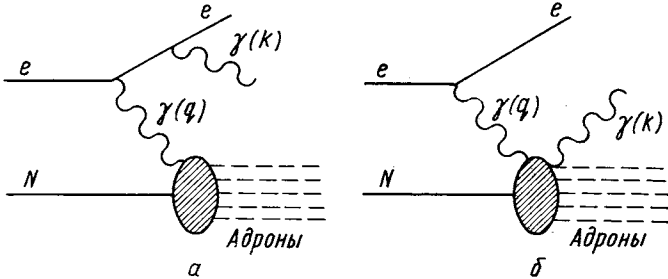
Процесс (127) подвергался экспериментальному исследованию [100], и был обнаружен значительный избыток однофотонных событий по сравнению с ожидаемым, вычисленным из данных по глубоконеупругому  $eN$ -рассеянию даже в предположении целых зарядов кварков. Скорее всего, этот избыток объясняется обменным подпроцессом  $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}\gamma$  [100]. Но последний подпроцесс обусловлен, скорее, структурой протона, а не взаимодействием фотона с партонами.

Таким образом, процесс глубоконеупругого комптон-эффекта не пригоден для определения зарядов партонов.

**Глубоконеупругое тормозное излучение.** Бродский, Гунион и Джаффе [101] предложили способ определения зарядов партонов на основе совместного рассмотрения глубоконеупругого тормозного излучения электроном и позитроном:

$$e^\pm + N \rightarrow e^\pm + \text{адроны} + \gamma. \quad (130)$$

Способ основан на том, что разность сечений процессов (130) определяется интерференцией



между бете-гайтлеровским (а) и комптоновским (б) рассеянием, имеющей разные знаки для электрона и позитрона. Введя для такой разности соответствующую структурную функцию  $V(x)$ , авторы работы [101] показали, что в партонной модели она пропорциональна сумме кубов зарядов партонов (см. Дополнение). Отсюда возникает правило сумм

$$\int_0^1 V(x) dx = Q = 1 \text{ для протона, } 0 \text{ для нейтрона выше цветного порога;} \quad (131)$$

$$\int_0^1 V(x) dx = (5Q + B)/9 = 7/9 \text{ для протона, } 2/9 \text{ для нейтрона ниже цветного порога} \quad (132)$$

в моделях с целыми зарядами партонов-кварков, и

$$\int_0^1 V(x) dx = Q/3 + 2B/9 = 5/9 \text{ для протона, } 2/9 \text{ для нейтрона} \quad (133)$$

в моделях с дробными зарядами партонов-кварков. Попытки определения зарядов партонов на основе этого правила сумм уже предпринимались [102], но результаты пока неоднозначны.

### Цветная интерпретация ( $J - \psi$ )-мезонов

Цветные модели с целыми зарядами кварков предсказывают, как мы видели в разд. 1, большое количество тяжелых резонансов совершенно нового типа, относящихся к высшим представлениям цветной симметрии. Как указывалось во введении, после открытия ( $J - \psi$ )-мезонов вполне естественной казалась попытка объяснить эти мезоны в рамках цветной симметрии (отметим, что еще до открытия ( $J - \psi$ )-мезонов возможность существования новых узких тяжелых векторных мезонов предполагалась на основе цветной симметрии некоторыми авторами [51, 68, 75]. В частно-

сти, в работе [68] на основе анализа высокоэнергетического комптон-эффекта с применением обобщенного правила сумм Вайнберга была дана нижняя граница масс таких мезонов 1,5—2,5 Гэв).

В последнее время, однако, предпочтение получило объяснение ( $J - \psi$ )-мезонов в рамках альтернативной схемы с очарованными кварками как связанного состояния такого кварка и антикварка — «чармония». Уверенность в таком объяснении увеличилась в связи с открытием собственно очарованных  $D^0$ -частиц по их распадам на  $K\pi$ - и  $K\pi\pi$ -системы [103] и  $D^\pm$ -частиц по их распадам на  $K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$  [104] \*.

Кратко рассмотрим цветную интерпретацию ( $J - \psi$ )-мезонов лишь в качестве исторического урока.

Прежде всего перечислим свойства ( $J - \psi$ )-мезонов, которые потребуются при дальнейшем обсуждении (подробные ссылки см. в работе [77]):

1) все ( $J - \psi$ )-мезоны образуются в  $e^+e^-$ -аннигиляции через одnofотонное промежуточное состояние, и их квантовыми числами являются  $J^{PC} = 1^{--}$ ;

2) открыто только два узких мезонных резонанса:  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700). Основные свойства этих мезонов представлены в табл. 4 [105—107];

Таблица 4

Основные свойства ( $J - \psi$ )-мезонов

| Резонанс        | Масса, Мэв   | $\Gamma_{\text{полн}}$ , Мэв | $\Gamma_{e^+e^-}$ , кэв | $J^G$ |
|-----------------|--------------|------------------------------|-------------------------|-------|
| $J/\psi$ (3100) | $3098 \pm 3$ | $0,067 \pm 0,012$            | $4,8 \pm 0,6$           | 0-    |
| $\psi$ (3700)   | $3684 \pm 4$ | $0,228 \pm 0,056$            | $2,2 \pm 0,3$           | 0-    |
| $\psi$ (3950)   | 3950         | ?                            | ?                       | ?     |
| $\psi$ (4030)   | 4030         | ?                            | ?                       | ?     |
| $\psi$ (4100)   | 4100         | ?                            | ?                       | ?     |
| $\psi$ (4410)   | 4415         | $33 \pm 10$                  | $0,44 \pm 0,14$         | ?     |

3) в  $e^+e^-$ -аннигиляции в интервале энергий 4—5 Гэв наблюдается сложная структура [108]. Будем рассматривать ее как наличие нескольких широких резонансов, перечисленных в табл. 4;

4) имеют место сильные переходы [109]:

$$\psi(3700) \rightarrow J/\psi(3100) + 2\pi, \\ + \eta;$$

\* Отметим, однако, попытку интерпретации  $D$ -мезонов как дикварковых цветных состояний [118].

5) среди продуктов распада широких резонансов  $J/\psi$  (3100)- и  $\psi$  (3700)-мезоны в заметном количестве не обнаружены;

6) в каскадных  $\gamma$ - и  $2\gamma$ -переходах  $\psi$  (3700)  $\rightarrow J/\psi$  (3100) проявляется наличие по крайней мере трех промежуточных уровней  $P_c$  (3300) или (3500),  $\chi$  (3410),  $\chi$  (3530).

Цветные модели с целыми зарядами кварков разделяются, как было показано в разд. 1, на два типа: с сильным ( $I^c$ -тип) и электромагнитным ( $U^c$ -тип) нарушением цветной симметрии. Отождествление ( $J - \psi$ )-мезонов с имеющимися в этих схемах вакантными состояниями тяжелых векторных мезонов (58) и (61) — (62) представлено в табл. 5 (для  $I^c$ -типа приведено лишь одно из возможных отождествлений).

Таблица 5

Отождествление ( $J - \psi$ )-мезонов с вакантными состояниями векторных мезонов в цветных моделях с целыми зарядами кварков

| Резонанс        | $I^c$ -тип                   | $U^c$ -тип   |
|-----------------|------------------------------|--|
| $J/\psi$ (3100) | $\tilde{\rho}_C^0 (I^c = 1)$ | $\tilde{\omega}$   |
| $\psi$ (3700)   | $\tilde{\rho}_D^0 (I^c = 1)$ | $\tilde{\varphi}$  |
| $\psi$ (3950)   | $\tilde{\rho}_B^0 (I^c = 0)$ | } Радиальные возбуждения $\tilde{\omega}$ и $\tilde{\varphi}$ ; возможно дублетные состояния |
| $\psi$ (4030) ? | Экзотическое состояние       |  |
| $\psi$ (4100)   | $\tilde{\omega} (I^c = 0)$   |  |
| $\psi$ (4410)   | $\tilde{\varphi} (I^c = 0)$  |  |

Ниже для оценок всюду будем полагать в (57) угол  $SU(3)$ -синглет-октетного смешивания «идеальным»:  $\text{tg } \varphi = 1/\sqrt{2}$ . Поэтому все  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезоны будут состоять лишь из нестранных  $p, n$ -кварков, а все  $\varphi$  — из странных  $\lambda$ -кварков.

Образование векторного  $V$ -мезона в  $e^+e^-$ -аннигиляции через промежуточное однофотонное состояние определяется матричным элементом:

$$\langle 0 | J_\mu(0) | V \rangle = \epsilon_\mu m^2 f_V^{-1}, \tag{134}$$

где  $\epsilon_\mu$  — вектор поляризации фотона;  $f_V^2/4\pi$  — константа перехода векторный мезон — фотон.

$I^c$ -тип [44, 51—56]. Электромагнитный ток (30) можно записать в виде

$$J^{\text{эм}} = (\sqrt{6}/2) [(\rho^0 + \omega/2 - \sqrt{2}\varphi/3) + (-\sqrt{2/3}\tilde{\rho}_C^0 + \sqrt{1/3}\tilde{\rho}_D^0 - \sqrt{2}\tilde{\omega}/3 + \tilde{\varphi}/3)]. \tag{135}$$

Отсюда следует, что в  $e^+e^-$ -аннигиляции могли бы образовываться четыре новых тяжелых векторных мезона:  $\tilde{\rho}_C^0$ ,  $\tilde{\rho}_D^0$ ,  $\tilde{\omega}$ ,  $\tilde{\varphi}$ . Два из них  $\tilde{\rho}_C^0$  и  $\tilde{\rho}_D^0$  имеют цветной изоспин, отличный от нуля, и потому в модифицированной модели Хана — Намбу (см. выше) должны быть узкими. Они отождествляются с  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700) соответственно. Два широких резонанса  $\tilde{\omega}$  и  $\tilde{\varphi}$  с нулевым цветным изоспином отождествляются с  $\psi$  (4100) и  $\psi$  (4410). В пределе точной  $SU(3') \times SU(3'')$ -симметрии имели бы место соотношения для констант переходов:

$$f_{\tilde{\rho}_C^0}^{-1} : f_{\tilde{\rho}_D^0}^{-1} : f_{\tilde{\omega}}^{-1} : f_{\tilde{\varphi}}^{-1} = -\sqrt{\frac{2}{3}} : \sqrt{\frac{1}{3}} : -\frac{\sqrt{2}}{3} : \frac{1}{3}. \quad (136)$$

Полученные из экспериментальных данных значения [52]

$$\left. \begin{aligned} f_{J/\psi(3100)}^2/4\pi = 11,5 \pm 1,4; \quad f_{\psi(3700)}^2/4\pi = 29,7 \pm 4,1; \\ f_{\psi(4410)}^2/4\pi = 178 \pm 57 \end{aligned} \right\} \quad (137)$$

не противоречат соотношениям (136). Следует помнить, что применение этих соотношений на массовой поверхности векторных мезонов имеет ограниченный смысл.

Пятый тяжелый векторный мезон  $\tilde{\rho}_B^0$  не входит непосредственно в электромагнитный ток (135). Но может оказаться, что все же имеется небольшая примесь цветного синглета  $1''$  к цветному октету  $8''$  (и наоборот!). За счет этой незначительной примеси  $\tilde{\rho}_B^0$  может образовываться в  $e^+e^-$ -аннигиляции [44]. Поскольку этот мезон имеет нулевой цветной изоспин, он должен быть широким.

Резонанс  $\psi$  (4030) Штех и Маринеску [110] объясняют на основе предполагаемого экзотического состояния — связанного состояния  $\tilde{\rho}_B^0 + \pi$ , образующегося из промежуточного однофотонного состояния через  $\tilde{\omega}$ . Схема привлекательна тем, что она естественным образом объясняет п. 2) и 5) (из-за сохранения цветного изоспина  $I''$ ) свойств ( $J - \psi$ )-мезонов.

Промежуточные уровни  $P_c$  и  $\chi$ , упомянутые в п. 6), можно интерпретировать и как  $L$ -возбуждения  $J/\psi$  (3100), и как некоторые новые состояния типа тяжелого псевдоскалярного мезона  $\eta_c$  и т. п. (см., например, работу [52]).

К недостаткам схемы относится приписывание ей изовекторных свойств  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700), хотя, скорее всего, последние являются изоскалярами [107]. Выход из этой трудности может, однако, заключаться в следующем. Предположим [53], что так называемые прямые распады  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700) в адроны происходят посредством электромагнитного самовзаимодействия («головастика»), имеющего вид  $H(1, I_3)$  по аналогии с  $H(I_3, 1)$  для электромагнитного распада  $\eta \rightarrow 3\pi$ . Такой механизм был бы

эквивалентен распаду фиктивного тяжелого  $\omega$ -мезона и приводил бы эффективно к правильным значениям  $I^G = 0^-$ .

Не вдаваясь в детали слабых взаимодействий новых цветных мезонов, отметим, что в модели Фелдмана — Мегьюза [44] появляется лишь один долгоживущий тяжелый мезон: странный тяжелый мезон  $K_C^{*\pm}$  с цветным изоспином  $I^c = 1/2$ . Время жизни такого мезона по оценке должно составлять около  $10^{-13}$  сек, масса примерно  $3,9 G_{\text{эв}}$ .

**$U^c$ -тип [59—69].** В моделях  $U^c$ -типа предсказывается существование шести новых тяжелых нейтральных векторных мезонов:  $\tilde{\omega}, \tilde{\omega}, \tilde{\varphi}, \tilde{\varphi}, \tilde{\rho}^0, \tilde{\rho}^0$  — аналогов по своим  $SU(3)$ -свойствам обычных  $\omega$ -,  $\varphi$ - и  $\rho^0$ -мезонов. Состояния, обозначенные тильдой и двумя тильдами, представляют собой вырожденные дублеты. Снятие такого вырождения происходит лишь за счет электромагнитного взаимодействия. Все шесть названных мезонов должны быть узкими, поскольку могут распадаться в обычные адроны лишь электромагнитным образом.

Электромагнитный ток (30) можно переписать в виде

$$J^{\text{эм}} = (\sqrt{6}/2)(\rho^0 + \omega/2 - \sqrt{2}\varphi/3) - 2\sqrt{3}\tilde{\omega}/3 + \sqrt{6}\tilde{\varphi}/3. \quad (138)$$

Отсюда видно, что в  $e^+e^-$ -аннигиляции могут образовываться лишь два узких резонанса  $\tilde{\omega}$  и  $\tilde{\varphi}$ . В пределе точной симметрии  $SU(3) \times SU(3^c)$  должно иметь место отношение для констант переходов векторный мезон — фотон:

$$f_{\tilde{\omega}}^{-1} : f_{\tilde{\varphi}}^{-1} = -\sqrt{2} : 1. \quad (139)$$

Оно хорошо согласуется с полученными из экспериментальных данных значениями (137). Естественно поэтому отождествить  $\tilde{\omega}$  с  $J/\psi$  (3100) и  $\tilde{\varphi}$  с  $\psi$  (3700). Распады  $\tilde{\omega}, \tilde{\varphi}$  и  $\tilde{\rho}^0$  с излучением фотона должны удовлетворять правилам отбора [59]:

$$\tilde{\omega}, \tilde{\varphi} \rightarrow \gamma + X (\{1^c\}, I^G = 0^+), X = \eta, \eta', \dots; \quad (140)$$

$$\tilde{\rho}^0 \rightarrow \gamma + X (\{1^c\}, I^G = 1^-), X = \pi^0, A_1, A_2, \dots \quad (141)$$

В пределе точной симметрии должно выполняться соотношение

$$\Gamma(\tilde{\omega} \rightarrow \eta + \gamma) : \Gamma(\tilde{\varphi} \rightarrow \eta + \gamma) : \Gamma(\tilde{\omega} \rightarrow \eta' + \gamma) : \Gamma(\tilde{\varphi} \rightarrow \eta' + \gamma) = 1 : 2 : 2 : 1. \quad (142)$$

Отметим, что в данной модели имеется строгий запрет экспериментально не обнаруженного распада  $J/\psi$  (3100)  $\rightarrow \pi^0 + \gamma$ , тогда как разрешенные распады (140) наблюдались [111, 112] и была получена  $\Gamma(J/\psi(3100) \rightarrow \eta'\gamma) : \Gamma(J/\psi(3100) \rightarrow \eta\gamma) = 4 \pm 2,5$  [112] и  $< 5$  [111].



Перечислим основные трудности этой модели:

а) широкие резонансы (см. п. 3) в данной модели интерпретируются как радиальные возбуждения  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700). Но, поскольку в данной модели «не работает» эмпирическое правило Окубо — Цвейга — Инизуки, «работающее» в моделях с «очарованием» [5], распады широких резонансов в  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700) ничем не запрещены. Объяснение п. 5) составляет значительную трудность для данной модели;

б)  $P_c$ - и  $\chi$ -состояния (см. п. 6) интерпретируются как орбитальные возбуждения  $J/\psi$  (3100). Но поскольку в данной схеме  $\psi$  (3700)  $\equiv \tilde{\psi}$  состоит в основном из странных кварков, радиационные переходы  $\psi$  (3700)  $\rightarrow P_c + \gamma$  или  $\chi$  будут сильно подавлены (они будут пропорциональны  $\sin^2 \delta$ , где  $\delta$  — угол отклонения от идеального  $SU(3)$ -синглет-октетного смешивания для новых мезонов);

в) основными распадами  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700) должны быть радиационные переходы, что не подтверждается экспериментом. Можно объяснить, однако, такое подавление наличием форм-факторов [8, 66, 69, 113]. Гринберг [114] предложил модель, в которой цветной кварк представляет собой связанное состояние обычного фермионного кварка, несущего квантовые числа  $SU(3)$ , и бозона со спином 0, несущего цветные квантовые числа  $SU(3^c)$ . В этой модели  $J/\psi$ -мезон представляет собой не только возбужденное состояние цветных степеней свободы, но и пространственное возбуждение. Первое обстоятельство запрещает сильные переходы в обычные адроны (из-за сохранения цветных квантовых чисел), второе — радиационные переходы в обычные адроны (из-за обращения в нуль дипольного момента) [114];

г) у  $\tilde{\rho}^0$ -мезона существуют заряженные аналоги  $\tilde{\rho}^\pm$ , которые можно обнаружить в распаде

$$\psi(3700) \rightarrow \tilde{\rho}^\pm + \pi^\mp, \quad (143)$$

вероятность которого должна быть сравнима с вероятностью перехода  $\psi(3700) \rightarrow J/\psi(3100) + 2\pi$  [7, 59]. Однако острого пика в однопионном спектре распада  $\psi(3700)$ , который в этом случае должен был бы наблюдаться, обнаружено не было [111];

д)  $J/\psi$  (3100) и  $\psi$  (3700) должны быть членами  $SU(3)$ -октета. Унитарные свойства новых мезонов в настоящее время не установлены, но, скорее всего, эти мезоны являются  $SU(3)$ -синглетами [115, 116].

Можно отказаться от предположения о чисто электромагнитном характере нарушения цветной симметрии и приблизить данную схему к предыдущей, предположив наличие не слишком сильного взаимодействия, нарушающего  $SU(3^c)$ -симметрию и приводящего к смешиванию собственных  $U^c$ -состояний (61) и (62). В этом

случае в  $e^+e^-$ -аннигиляции могли бы образовываться оба таких состояния, и возникает очень интересное предсказание о дублетном расщеплении каждого из наблюдавшихся тяжелых резонансов [68]. Не свидетельствует ли в пользу такого расщепления сложная структура в поведении  $e^+e^-$ -аннигиляции в области 4—5  $Gэв$ ?

Модель Пати — Салама. Пати и Салам предложили интерпретировать один из  $\psi$ -мезонов как массивный цветной глюон [72]. Было предложено три схемы отождествления:

- I.  $J/\psi$  (3100) = цветной глюон  $\tilde{U}$ ;  
 $\psi$  (3700) = цветное возбужденное (октетное) состояние цветных кварка и антикварка;  
 $\psi$  (4100) = орточармоний,  $p'\bar{p}'$ .
- II.  $J/\psi$  (3100) =  $\tilde{U}$ ;  
 $\psi$  (3700) =  $\tilde{\omega}$  } = цветные аналоги  $\omega$  и  $\phi$  (см. выше).  
 $\psi$  (4100) =  $\tilde{\phi}$  }
- III.  $J/\psi$  (3100) = орточармоний;  
 $\psi$  (3700) = радиальное возбуждение орточармония;  
 $\psi$  (4100) =  $\tilde{U}$ .

Не будем здесь подробно обсуждать эти схемы отождествления (см., например, работу [72]), поскольку третье состояние  $\psi$  (4100) представляет собой на самом деле сложную структуру. Приведем лишь возможные каналы распада глюона [72]:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{U} &\rightarrow \gamma + \text{адроны}; \\ &\rightarrow \text{адроны}; \\ &\rightarrow e^-\mu^+, \mu^-\mu^+. \end{aligned} \right\} \quad (144)$$

Первый способ распада совершается переходом глюона в цветное тяжелое промежуточное состояние с последующим превращением последнего в фотон, например:

$$\tilde{U} \rightarrow \eta' + \text{цветной октет.} \quad (145)$$

$\downarrow$   
 $\gamma$

Из-за большой массы состояния цветного октета ( $\sim 3 Gэв$ ) такой распад сильно подавлен. Второй способ распада обязан эффективному нарушению цветной симметрии неэлектромагнитного происхождения, возникающему из-за членов четвертой степени в скалярном потенциале. Такое нарушение предполагается малым и имеющим свойства  $H(1,8)_{i_3=0, Y^c=0}$  относительно  $SU(3) \times SU(3^c)$ . Третий способ распада происходит из-за прямого взаимодействия  $\tilde{U}$  с лептонами через его  $W$ -компоненту [см. (110)]. Вследствие указанных причин в схемах I и II мезон  $J/\psi$  (3100)  $\equiv \equiv \tilde{U}$  оказывается узким.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ряд теоретических (статистика кварков, правило  $\Delta I = 1/2$  для слабых нелептонных распадов, введение цветных глюонов), а также экспериментальных (поведение знаменитого отношения  $R$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции, распады  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\eta \rightarrow 2\gamma$ ) фактов привели к естественной гипотезе о существовании у адронов цветных степеней свободы. Возможно, в ближайшее время появятся новые факты, которые превратят эту гипотезу из естественной в необходимую, и тогда мы существенно продвинемся вперед в понимании внутренних симметрий, лежащих в основе мира элементарных частиц. В этом отношении весьма привлекательной выглядит единая симметрия  $SU(4) \times SU(4^c)$  для всех фундаментальных фермионов (лептонов и кварков), предложенная Пати и Саламом.

Но какой может оказаться цветная симметрия в действительности? Самым существенным представляется вопрос о зарядах фундаментальных сущностей — кварков, из которых, хорошо или плохо, мы научились составлять адроны. Если заряды кварков окажутся дробными, то для теории откроется путь, ведущий к неабелевой калибровочной совершенной симметрии со всеми вытекающими из нее последствиями (существование безмассовых цветных глюонов, асимптотически свободные теории, «запирание» кварков и т. п.). Если же заряды кварков окажутся целыми, то это откроет не менее увлекательную перспективу существования кварков с целыми зарядами в свободном состоянии. Кварки при этом нестабильны.

Как мы убедились, экспериментальное решение вопроса о зарядах кварков представляется делом нелегким. Если цветной порог лежит в области  $Q^2 \sim 20 \text{ Гэв}^2$ , то однофотонные процессы, исследуемые при современных энергиях, вряд ли дадут ответ на этот вопрос. Можно ожидать изменения ситуации с получением электронных или мюонных пучков с энергиями, далеко превышающими цветной и прочие пороги. Если, однако, справедлива теорема Пати — Салама [93] о взаимной компенсации фотона и глюона, то дело существенно усложняется. Более обнадеживающими выглядят исследования двухфотонных процессов на работающих ускорителях.

Безусловно, прямым подтверждением схемы с целыми зарядами кварков было бы наблюдение предсказываемых ею возбуждений цветных степеней свободы: новых адронных состояний, относящихся к высшим представлениям цветной симметрии, или же самих массивных глюонов. Как мы видели, цветная интерпретация ( $J - \psi$ )-мезонов потерпела, скорее всего, неудачу. Может оказаться, однако, что различные модели найдут себе определенные области применимости. Уже сейчас можно представить такую ситуацию: узкие  $J/\psi$  (3100)- и  $\psi$  (3700)-мезоны объясняются на основе

схем с очарованными кварками, а широкие резонансы в  $e^+e^-$ -аннигиляции в районе энергий 4—5 Гэв имеют цветную интерпретацию. Предсказание в рамках последней дублетного расщепления каждого резонанса выглядит весьма привлекательно в связи со сложной структурой таких резонансов. В этом случае мы имели бы объединение в духе Папи и Салама альтернативных в настоящее время схем. Нет надобности упоминать о предварительном характере подобного рода соображений.

В заключение автор хотел бы выразить свою глубокую признательность проф. А. М. Балдину и П. С. Исаеву за предложение написать настоящий обзор в целях систематизации имеющихся в настоящее время фактов, а также сердечную благодарность С. Б. Герасимову за многочисленные обсуждения изложенного материала.

### ДОПОЛНЕНИЕ

#### Структурные функции для двухфотонных процессов ниже цветного порога

В области энергий ниже цветного порога начальное и конечное состояния относятся к обычному миру адронов и лептонов, являющихся, по предположению, цветными синглетами. Если в процессе участвуют два фотона, то переход определяется матричным элементом вида

$$\begin{aligned} \langle f_{\text{сингл}} | J_{\mu}^{\text{эм}} \times J_{\nu}^{\text{эм}} | i_{\text{сингл}} \rangle = & \langle f | J_{\mu}(1^c) \times J_{\nu}(1^c) | i \rangle + \\ & + \langle f | \{ J_{\mu}(8^c) \times J_{\nu}(8^c) \}_{\text{сингл}} | i \rangle, \end{aligned} \quad (D.1)$$

где  $J_{\mu}(1^c)$  и  $J(8^c)$  — цветные синглетный и октетный электромагнитные токи соответственно. Первое слагаемое в правой части (D.1) одинаково для всех цветных моделей, и входящий в него цветной синглетный ток определяется выражением

$$J_{\mu}(1^c) = \sum_{i=1,2,3} (2\bar{p}_i \gamma_{\mu} p_i / 3 - \bar{n}_i \gamma_{\mu} n_i / 3 - \bar{\lambda}_i \gamma_{\mu} \lambda_i / 3). \quad (D.2)$$

Второе слагаемое в правой части (D.1) возникает лишь в моделях с целыми зарядами кварков. Индекс «сингл» указывает на то, что из произведения двух цветных октетных токов необходимо выделить лишь цветную синглетную часть (для сокращения записи ниже опускаем несущественные сейчас лоренц-индексы,  $\gamma$ -матрицы и т. п.):

$$\begin{aligned} \{ J(8^c) \times J(8^c) \}_{\text{сингл}} = & -\frac{\sqrt{2}}{3} \{ 1^c \} = \\ = & -\frac{1}{3} J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 & -1 \end{pmatrix}_{-1/2} \times J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 & 1 \end{pmatrix}_{1/2} + \\ & + \frac{1}{3} J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 & -1 \end{pmatrix}_{-1/2} \times J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 & -1 \end{pmatrix}_{1/2} - \\ = & -\frac{1}{3} J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_1 \times J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{-1} + \frac{1}{6} J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_0 \times J \begin{pmatrix} 8^c \\ 2 & 0 \end{pmatrix}_0 + \\ & + \frac{1}{6} J \begin{pmatrix} 8^c \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \times J \begin{pmatrix} 8^c \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (D.3)$$

Первым шагом в (Д.3) было выделение синглетной части из произведения октетных токов, определяемых выражением (33). Вторым шагом было, наоборот, разложение цветного изосинглета  $\{1^c\}$  на сумму произведений цветных октетных токов, для которых использовалось обозначение  $J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1^c \gamma^c \end{pmatrix}_{I_3}$  и которые в кварковой модели определяются следующим образом (при выборе фаз согласно де Сварту [117]):

$$\left. \begin{aligned} J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 -1 \end{pmatrix}_{-1/2} &= -\bar{\alpha}_1 \alpha_3 / \sqrt{2}; & J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 1 \end{pmatrix}_{1/2} &= \\ &= \bar{\alpha}_3 \alpha_1 / \sqrt{2}; & J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 1 \end{pmatrix}_{-1/2} &= \bar{\alpha}_3 \alpha_2 / \sqrt{2}; \\ J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1/2 -1 \end{pmatrix}_{1/2} &= \bar{\alpha}_2 \alpha_3 / \sqrt{2}; & J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1 0 \end{pmatrix}_1 &= \\ &= \bar{\alpha}_2 \alpha_1 / \sqrt{2}; & J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1 0 \end{pmatrix}_{-1} &= \bar{\alpha}_1 \alpha_2 / \sqrt{2}; \\ J \begin{pmatrix} 8^c \\ 1 0 \end{pmatrix}_0 &= (\bar{\alpha}_1 \alpha_1 - \bar{\alpha}_2 \alpha_2) / 2; & J \begin{pmatrix} 8^c \\ 0 0 \end{pmatrix} &= (\bar{\alpha}_1 \alpha_1 + \bar{\alpha}_1 \alpha_1 - 2\bar{\alpha}_3 \alpha_3) / 2\sqrt{3}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{Д.4})$$

Символ  $\alpha$  может принимать любое из трех значений  $p, n, \lambda$ , и на самом деле для каждого тока в (Д.4) следует взять сумму по этим состояниям. Кроме того, подразумевается, что токи имеют вид  $\bar{\alpha}_i \gamma_\mu \alpha_i$ .

Учтем теперь, что в кварк-партоновой картине глубоконеупругого взаимодействия фотонов с адронами оба фотона взаимодействуют с одним и тем же партоном. Поэтому партонные линии замыкают одни и те же кварковые состояния, состоящие рядом в произведениях токов в (Д.3). Пропедев простые арифметические выкладки, получим

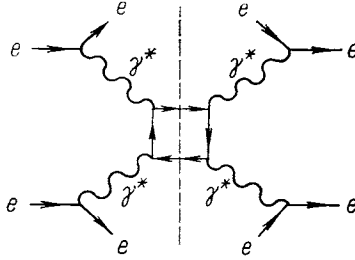
$$\{J(8^c) \times J(8^c)\}_{\text{сингл}} \Rightarrow (2/9) \sum_{\substack{i=1, 2, 3 \\ \alpha=p, n, \lambda}} \bar{\alpha}_i \alpha_i. \quad (\text{Д.5})$$

Совершив аналогичное замыкание партонных линий для произведения цветных синглетных токов в (Д.4), получим окончательное выражение

$$\begin{aligned} &\langle f(\text{сингл.}) | J^{3, M} \times J^{3, M} | i(\text{сингл.}) \rangle \Rightarrow \\ &\Rightarrow \sum_{i=1, 2, 3} \left( \frac{2}{3} \bar{p}_i p_i + \frac{1}{3} \bar{n}_i n_i + \frac{1}{3} \bar{\lambda}_i \lambda_i \right). \end{aligned} \quad (\text{Д.6})$$

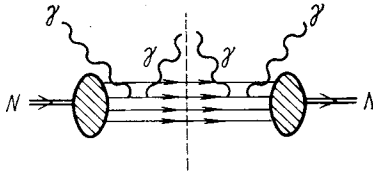
Рассмотрим обсуждавшиеся в тексте двухфотонные процессы. Воспользовавшись условием унитарности, можно связать сечение глубоконеупругого процесса с мнимой частью амплитуды соответствующего упругого процесса. Ниже приведены диаграммы и амплитуды таких упругих процессов и рассчитанные согласно нашим правилам коэффициенты, определяемые зарядами и структурными функциями партонов:

**глубоконеупругое  $ee$ -рассеяние**



$$\langle 0 | T (J \times J)_{\text{сингл}} T (J \times J)_{\text{сингл}} | 0 \rangle \Rightarrow \sum_{i=1, 2, 3} [(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2] = 2; \quad (\text{Д.7})$$

**глубоконеупругий комpton-эффект на нуклоне  $N$**



$$\begin{aligned} & \langle N | T (J \times J)_{\text{сингл}} T (J \times J)_{\text{сингл}} | N \rangle \Rightarrow \\ & \Rightarrow \sum_{i=1, 2, 3} [(2/3)^2 (u_{p_i}^N + u_{\bar{p}_i}^N) + (1/3)^2 (u_{n_i}^N + u_{\bar{n}_i}^N) + (1/3)^2 (u_{\lambda_i}^N + u_{\bar{\lambda}_i}^N)] = \\ & = (4/9) [u_p^N(x) + u_{\bar{p}}^N(x)] + [u_n^N(x) + u_{\bar{n}}^N(x)]/9 + [u_{\lambda}^N(x) + u_{\bar{\lambda}}^N(x)]/9. \end{aligned} \quad (\text{Д.8})$$

Здесь учтено, что каждое цветное состояние кварка входит с одним и тем же весом  $1/3$ . Поскольку полученное выражение совпадает с выражением для однофотонного глубоконеупругого электрон-нуклонного рассеяния, для отношения (129) имеем

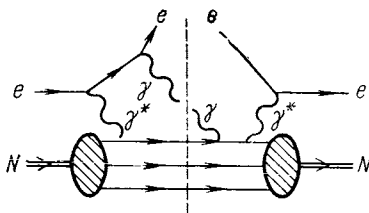
$$\langle \sum_j e_j^4 \rangle / \langle \sum_j e_j^2 \rangle = 1 \quad (\text{Д.9})$$

в цветных моделях с целыми зарядами кварков для всей (и выше, и ниже цветного порога) области энергий. В моделях с дробными зарядами кварков

$$\frac{\langle \sum_j e_j^4 \rangle}{\langle \sum_j e_j^2 \rangle} = \frac{16 (u_p^N + u_{\bar{p}}^N) + (u_n^N + u_{\bar{n}}^N) + (u_{\lambda}^N + u_{\bar{\lambda}}^N)}{36 (u_p^N + u_{\bar{p}}^N) + 9 (u_n^N + u_{\bar{n}}^N) + 9 (u_{\lambda}^N + u_{\bar{\lambda}}^N)}. \quad (\text{Д.10})$$

Это отношение изменяется в пределах  $1/9 \div 4/9$ ;

**интерференция бете-гайтлеровского и комптоновского глубоконеупругого тормозного  $\gamma$ -излучения**



$$\begin{aligned}
 & \langle N | J_{\text{сингл}} T (J \times J)_{\text{сингл}} | N \rangle \Rightarrow \\
 & \Rightarrow \left\langle N \left| \sum_{i=1, 2, 3} \left( \frac{2}{3} \bar{p}_i p_i - \frac{1}{3} \bar{n}_i n_i - \frac{1}{3} \bar{\lambda}_i \lambda_i \right) \times \right. \right. \\
 & \times \left. \sum_{j=1, 2, 3} \left( \frac{2}{3} \bar{p}_j p_j + \frac{1}{3} \bar{n}_j n_j + \frac{1}{3} \bar{\lambda}_j \lambda_j \right) \right| N \rangle = \\
 & = \frac{4}{9} (u_p^N - u_p^N) - \frac{1}{9} (u_n^N - u_n^N) - \frac{1}{9} (u_\lambda^N - u_\lambda^N) = \\
 & = \sum_{\alpha=p, n, \lambda} \left( \frac{5}{9} e_\alpha + \frac{2}{9} b_\alpha \right) (u_\alpha^N + u_\alpha^N), \tag{Д.11}
 \end{aligned}$$

где  $e_\alpha = (2/3, -1/3, -1/3)$  для  $\alpha = p, n, \lambda$  и  $b_\alpha = 1/3$ . После интегрирования по  $x$  получается правило сумм для введенной Бродским и др. [101] структурной функции

$$\int_0^1 V(x) dx = 5Q/9 + 2B/9. \tag{Д.12}$$

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Aubert J. J. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1404.
2. Augustin J. E. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1406.
3. Abrams G. S. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1453.
4. Gaillard M. K., Lee B. W., Posner J. L. «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, p. 277.
5. De Rujula A., Georgi H., Glashow S. L. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 147.
6. Greenberg O. W. In: Theories and Experiments in High Energy Physics. Eds. B. Kursunoglu, A. Perlmutter, S. M. Widmayer. N. Y. — L., Plenum Press, 1975, p. 71—114.
7. Schildknecht D. Preprint DESY 75/13. Hamburg, May 1975.
8. Close F. E. Preprint Ref. TH-2041-CERN. Geneva, 1975.
9. Peccei R. D. In: New Direction in Hadron Spectroscopy. Eds. S. L. Kramer, E. L. Berger. Argonne, 1975.
10. Greenberg O. W., Nelson C. A. Preprint Techn. Report N 77-022. Maryland Phys. Publication, August 1976.
11. Chanowitz M. S. Preprint LBL-4237. Berkeley, August 1975.
12. Окунь Л. Б. Элементарные частицы, 3-я школа физики. ИТЭФ. Вып. III, М., Атомиздат, 1975, с. 16.

13. Gell-Mann M. «Phys. Lett.», 1964, v. 8, p. 214.
14. Zweig G. Preprint CERN-TH-401, 412. Geneva, 1964.
15. Коккедэ Я. Теория кварков. Пер. с англ. Под ред. Д. Д. Иваненко. М., «Мир», 1971.
16. Dalitz R. H. In: High Energy Physics. Eds. C. De Witt, M. Jacob. N. Y. Gordon and Breach Science Publishers, 1966.
17. Thirring W. In: Elementary Particle Physics. Ed. P. Urban, Springer-Verlag, 1966, p. 294.
18. Mitra A. N., Majumdar R. «Phys. Rev.», 1966, v. 150, p. 1194.
19. Kreps R. E., de Swart J. J. «Phys. Rev.», 1967, v. 162, p. 1729.
20. Meyer R. F. «Lett. Nuovo cimento», 1969, v. 2, p. 76.
21. Greenberg O. W. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 598.
22. Боголюбов Н. Н. и др. Препринт ОИЯИ Р-2141. Дубна, 1965; Tavkhelidze A. In: Proc. Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles. Trieste, 1965. Vienna, IAEA, 1965, p. 763; Струминский Б., Тавхелидзе А. Н. В кн.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. Под ред. В. П. Шелеста. Киев, «Наукова думка», 1967, с. 625.
23. Han M.-Y., Nambu Y. «Phys. Rev. B», 1965, v. 139, p. 1006.
24. Miyamoto Y. In: Progr. Theor. Phys. Suppl. Extra Number. 1965, p. 187.
25. Greenberg O. W., Zwanziger D. «Phys. Rev.», 1966, v. 150, p. 1177.
26. Govorkov A. B. Preprint JINR E2-3003. Dubna, 1966.
27. Gell-Mann M. In: Elementary Particle Physics. Ed. P. Urban, Springer-Verlag, 1972, p. 733; Gell-Mann M. In: Proc. 16th Intern. Conference on High Energy Physics. Batavia, NAL, 1972, p. 333; Bardeen W. A., Fritsch H., Gell-Mann M. In: Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics. Ed R. Gatto. N. Y., Wiley, 1973; Fritsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H. «Phys. Lett. B», 1973, v. 47, p. 365.
28. Pati J. C., Woo C. N. «Phys. Rev. D», 1971, v. 3, p. 2930.
29. Kingsley R. L. «Phys. Lett. B», 1972, v. 40, p. 387.
30. Fujii K. e. a. «Prog. Theor. Phys.», 1973, v. 49, p. 975; Tamura S., Fujii K. Ibid., p. 995.
31. Yang T. C. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 58, p. 283.
32. Sebastian K. J., Nelson C. A. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 3144.
33. Fierz M. «Z. Phys.», 1936, Bd 102, S. 572.
34. Gross D. J., Wilczek F. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 1343.
35. Politzer H. D. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 1346; «Phys. Reports», 1974, v. 14, p. 129.
36. Fritsch H. Preprint CALT-68-524. California, 1975.
37. Берестецкий В. Б. «УФН», 1976, т. 120, с. 439.
38. Kogut J., Susskind L. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 3501.
39. Wilson K. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 2445.
40. Appelquist T. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 768.
41. Nambu Y. In: Preludes in Theoretical Physics. Eds. A. De-Shalit, H. Feshbach, L. Van Hove. Amsterdam, North-Holland, 1966, p. 133.
42. Nambu Y., Han M.-Y. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 674.
43. Lipkin H. J. «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 267.
44. Feldman G., Matthews P. T. «Nuovo cimento A», 1975, v. 31, p. 447.
45. Катюга М. «Lett. Nuovo cimento», 1975, v. 13, p. 259.
46. Sachioglu C. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 3284.
47. Арбузов Б. А., Рочев В. Е., Тихонин Ф. Ф. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 159.
48. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Монич В. А. Препринт ИФВЭ ППК-ОТФ, 75-153. Серпухов, 1975.
49. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1285.
50. Dolgov A. D., Okun L. B., Zacharov V. I. «Phys. Lett. B», 1973, v. 47, p. 258.
51. Tsai S. Y. «Progr. Theor. Phys.», 1972, v. 47, p. 1331; ibid., 1975, v. 53,



- p. 1521; «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1062; Gordes J. G., Kiang D., Tsai S. Y. «Canad. J. Phys.», 1976, v. 54, p. 830.
52. Tsai S. Y. Preprint NUP-A-76-6. Tokyo, June 1976.
  53. Marinescu N., Stech B. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 1356.
  54. Sanda A., Terazawa H. «Phys. Rev. Lett.», 1975, 34, p. 1403.
  55. Kenny B. G., Peaslee D. C., Tassie L. J. «Phys. Rev. Lett.» 1975, v. 34, p. 429; *ibid.*, p. 1482.
  56. Ансельм А. А., Дьяконов Д. И. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 239.
  57. Cabibbo N., Maiani L., Preparata G. «Phys. Lett. B», 1967, v. 25, p. 132.
  58. Pati J. C., Woo C. H. «Phys. Rev. D», 1971, v. 3, p. 1173.
  59. Gerasimov S. B., Govorkov A. B. Preprint JINR E2-8656, Dubna, 1975.
  60. Alles W. «Lett. Nuovo cimento», 1975, v. 12, p. 278.
  61. Bailin D., Jones D. R. T., Love A. «Lett. Nuovo cimento», 1975, v. 12, p. 375.
  62. Bars I., Peccei R. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 985.
  63. Yang T. C. «Phys. Lett. B», 1975, v. 56, p. 161.
  64. Krammer M., Schildknecht D., Steiner F. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 139.
  65. Волковицкий П. Е. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 298.
  66. Yamaguchi Y. Preprint Ref. TH. 2050-CERN. Geneva, 1975.
  67. Kitakado S., Walsh T. F. «Lett. Nuovo cimento», 1975, v. 12, p. 547.
  68. Говорков А. Б. Препринт ОИЯИ P2-5871. Дубна, 1974.
  69. Герасимов С. Б., Говорков А. Б. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 306.
  70. Pati J. C. «Prog. Theor. Phys.», 1966, v. 35, p. 126; *ibid.*, 1966, v. 35, p. 973.
  71. Pati J. C., Salam A. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 1240; *ibid.*, 1974, v. 10, p. 275; *ibid.*, 1975, v. 11, p. 703; «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 661.
  72. Pati J. C. In: Theories and Experiments in High Energy Physics. Eds. B. Korsunoglu, A. Perlmutter, S. M. Widmayer. N. Y. — L., Plenum Press, 1975, p. 235.
  73. Lipkin H. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 63.
  74. Adler S. L. «Phys. Rev.», 1969, v. 177, p. 2426; Bell J. S., Jackiw R. «Nuovo cimento A», 1969, v. 60, p. 47.
  75. Okubo S. In: Symmetries and Quark Models. Ed. R. Cand. N. Y., Gordon — Breach, 1970, p. 59.
  76. Adler S. L., Bardeen W. A. «Phys. Rev.», 1969, v. 182, p. 1517.
  77. Particle Data Group. Part II — «Rev. Mod. Phys.», 1976, v. 48, N 2.
  78. Drell S. «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 2190.
  79. Chanowitz M. S. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 977.
  80. Browman A. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1067.
  81. Drell S. D., Levy D. J., Yan T.-M. «Phys. Rev. D», 1970, v. 1, p. 1617.
  82. Cabibbo N., Parisi G., Testa M. «Lett. Nuovo cimento», 1970, v. 4, p. 35.
  83. Schwitters R. F. Symposium SLAC\*, p. 5.
  84. Бьеркен Дж. Д., Иоффе Б. Л. «УФН», 1975, т. 116, с. 115.
  85. Perl M. L. e. a. «Phys. Lett. B», 1976, v. 63, p. 466.
  86. Pati J. C., Salam A., Sakakibara S. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1229.
  87. Harari H. Symposium SLAC, p. 317.
  88. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. Пер. с англ. Под ред. В. М. Шехтера. М., «Мир», 1975.
  89. Nachtmann O. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 38, p. 397.
  90. Taylor R. E. Symposium SLAC, p. 679; Mo L. W. *Ibid.*, p. 654; Rioridan E. M. e. a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 52, p. 247; Watanabe Y. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 898; Chang C. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 901.

\* Ниже ссылка: Symposium SLAC означает Proc. 1975 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Ed. W. T. Kirk. Stanford, SLAC, 1975.

91. Bloom E. D. In: Proc. 6th Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Bonn, August 1973; Taylor R. E. Preprint SLAC-PUB-1613. Stanford, 1975.
92. Barnett R. M. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1164.
93. Pati J. C., Salam A. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 11.
94. Barish B. C. In: Particles and Fields — 1974. Ed. C. E. Carlson. N. Y., American Institute of Physics, 1975.
95. Gilman F. J. London — 1974 \*, p. IV—149.
96. Terazawa H. «Rev. Mod. Phys.», 1973, v. 45, p. 615 (здесь же приведен подробный список литературы).
97. Gross D., Treiman S. «Phys. Rev. D», 1971, v. 4, p. 2105; Walsh T., Zerwas P. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 41, p. 551; Terazawa H. «Phys. Rev. D», 1972, v. 5, p. 2259; Suura H., Walsh T. F., Yang B. L. «Lett. Nuovo cimento», 1972, v. 4, p. 505; Kunszt Z., Muradyan R. M., Ter-Antonyan V. M. Preprint JINR E2-5347, Dubna, 1970; Kunszt Z. «Phys. Lett. B», 1972, v. 40, p. 220.
98. Worden R. P. «Phys. Lett. B», 1974, v. 51, p. 57.
99. Bjorken J. D., Paschos E. A. «Phys. Rev.», 1969, v. 185, p. 1975; Chanowitz M. S. Preprint LBL-5312. Berkeley, June 1976.
100. Caldwell D. O. e. a. London — 1974, p. IV—78.
101. Brodsky S. J., Gunion J. F., Jaffe R. L. «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 2487.
102. Caldwell D. O. e. a. London — 1974, p. IV—79 and Proc. 18th Intern. Conference on High Energy Physics, 1977, Dubna, D1, 2—10400, p. B48.
103. Goldhaber G. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 255.
104. Peruzzi I. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 569.
105. Boyarski A. M. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 1357.
106. Lüth V. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1124.
107. Jean-Marie B. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 291.
108. Siegrist J. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 700.
109. Tanenbaum W. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 402.
110. Marinescu N., Stech B. Preprint HD-THER-76-7. Heidelberg, 1976.
111. Wiik B. H. Symposium SLAC, p. 69.
112. Heintze J. Symposium SLAC, p. 97.
113. Govorkov A. B., Drenska S. D. Preprint JINR E2-10078, Dubna, 1976.
114. Greenberg O. W. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1120.
115. Abrams G. S. Symposium SLAC, p. 25.
116. Braunschweig W. e. a. «Phys. Lett. B», 1976, v. 63, p. 487.
117. Де Снарр Дж. «УФН», 1964, т. 84, с. 651.
118. Stech B. «Phys. Rev. Lett.», 1977, v. 38, p. 304.

---

\* Ниже ссылка: London — 1974 означает Proc 17th Intern. Conference on High Energy Physics. Ed. J. R. Smith. 4-Rutherford Laboratory, 1974.