

**ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

А.Б.Говорков

ЦВЕТНЫЕ КВАРКИ И ГЛЮОНЫ

ДУБНА

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 23

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Д. В. Ширков - председатель
А. Т. Филиппов - зам. председателя
А. Н. Сисакян - научный секретарь

О. А. Займидорога
А. А. Карлов
В. А. Никитин
Ю. П. Попов
В. Р. Саранцева
Н. Б. Скачков

Дорогому Александру
Михайловичу от благодарного
автора. А. Говорков.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P2-80-6

А.Б.Говорков

ЦВЕТНЫЕ КВАРКИ И ГЛЮОНЫ

Дубна 1980

Говорков А.Б.

P2-80-6

Цветные кварки и глюоны

Дано элементарное введение в проблему использования цветовой степени свободы кварков для объяснения наблюдаемых свойств обычных адронов. Лекции могут быть полезными для студентов и аспирантов-теоретиков, а также для экспериментаторов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Govorkov A.B.

P2-80-6

Coloured Quarks and Gluons

The lectures contain an elementary introduction into the problem of the explanation of the observable properties of the "usual" hadrons on the basis of the existence of the colour degree of freedom of quarks. These lectures may be of help for students and post-graduate students studying in the theory and for the experimentalists.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

трех кварков в барионе должны вместе составлять симметричную функцию. С помощью этой гипотезы, или, как ее называют, "симметричной модели", удалось объяснить не только свойства основных состояний барионов (например, их магнитные моменты), но также и богатый спектр барионных резонансов.

Но в такой модели три кварка одного сорта могут оказаться в одном и том же основном и спиновом состоянии. Так и происходит, например, в случае Δ^- -резонанса, состоящего из трех d -кварков, находящихся в основном состоянии и складывающих свои одинаково ориентированные спины в полный спин $J = 3/2$:

$$\Delta_{M_J = 3/2}^- (ddd) = |d \uparrow d \uparrow d \uparrow \rangle .$$

Здесь M_J - проекция полного спина J на выделенное направление z , а стрелки \uparrow указывают на то, что проекция спина каждого из кварков на это направление составляет $+1/2$. Аналогично получается и для Δ^{++} -резонанса, состоящего из трех u -кварков, и Ω^- -гиперона, состоящего из трех s -кварков.

Таким образом, кварки, казалось бы, не подчиняются принципу Паули. Это представлялось весьма странным, поскольку кварки-частицы со спином $1/2$ и по всем современным представлениям должны были бы подчиняться статистике Ферми-Дирака и описываться антисимметричными волновыми функциями.

Создавшуюся трудность можно было преодолеть одним из двух способов:

1) Предположить у кварков наличие еще одной внутренней степени свободы и антисимметризовать волновую функцию трех кварков, составляющих барион, по этой новой переменной. Тогда полная волновая функция, включающая спиновые, пространственные и все внутренние переменные, также будет антисимметричной. Такое предположение было сделано Н.Н.Боголюбовым и др.^{/1/}, а также Миямото^{/2/} и Ханом и Намбу^{/3/}.

2) Сделать более радикальное предположение о неподчинении кварков обычной ферми-статистике, но подчинении их некоторой про-

межуточной статистике, допускающей наличие трех частиц со спином $1/2$ в одном и том же квантовом состоянии, или так называемой параферми - статистике третьего порядка. Такое предположение было сделано Гринбергом^{4/}.

Вскоре, однако, была показана полная эквивалентность второго предположения гипотезе о наличии у кварков новой внутренней степени свободы, принимающей три значения, но скрытой в одном кварковом поле^{5,6/}. Поэтому не оставалось ничего иного, как принять первое из вышеуказанных предположений. Впоследствии Гелл-Манн и др.^{7/} предложили для новой степени свободы кварков название "цвет" (colour) с тем, чтобы отличать ее от ранее известных внутренних степеней свободы (u, d, s, c и т.п.), которые теперь принято называть "ароматами" (flavour). В нашей литературе более часто употребляется термин "сорт кварка".

Итак, предполагается, что кварк q может находиться не только в различных внутренних u, d, s, c и т.д., но также и в различных "цветовых" состояниях, которые мы будем ниже обозначать просто индексом, принимающим три значения: $Q_{q_i}, i=1,2,3$. Мы имеем наборы цветовых триплетов

$$\begin{aligned} &u_1, u_2, u_3 \\ &d_1, d_2, d_3 \\ &s_1, s_2, s_3 \\ &c_1, c_2, c_3 \\ &\dots \end{aligned}$$

Считается, что заряды и другие квантовые числа кварков одного цветового триплета одинаковы (см., однако, далее раздел 5). Например,

$$Q_{u_1} = Q_{u_2} = Q_{u_3} = 2/3,$$

$$Q_{d_1} = Q_{d_2} = Q_{d_3} = -1/3, \quad Q_{s_1} = Q_{s_2} = Q_{s_3} = -1/3 \quad \text{и т.п.}$$

Теперь можно поместить три "разноцветных" кварка одного сорта в одно и то же спиновое состояние, не входя в противоречие с принципом Паули. Для Δ^- -резонанса состояние трех d -кварков запишется в виде

$$\Delta^-_{M_3=3/2} (ddd) = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} |d_i \uparrow d_j \uparrow d_k \uparrow \rangle,$$

где ε_{ijk} - известный антисимметричный тензор с компонентами $\varepsilon_{123} = 1$, $\varepsilon_{132} = -1$ и т.д. Ясно теперь, как построить состояние для любого бариона, образованного из q , q' и q'' кварков:

$$B(qq'q'') = \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} |q_i q'_j q''_k\rangle_{\text{симм.}}$$

где состояние $|q_i q'_j q''_k\rangle_{\text{симм.}}$ должно быть симметризовано по спиновым, пространственным и внутренним состояниям. Такое состояние всегда антисимметрично относительно перестановок двух любых цветовых индексов и симметрично относительно перестановок всех остальных кварковых (спиновых, пространственных и внутренних) состояний.

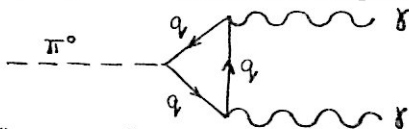
Мезоны строятся из цветного кварка и антикварка. Но в отличие от барионов, в которых цвета трех кварков различны, в мезоне кварк и антикварк находятся всегда в одинаковом цветовом состоянии. Состояние мезона в общем виде записывается так:

$$M(q\bar{q}') = \sum_{i=1}^3 q_i \bar{q}'_i$$

где черта над q' означает антикварк.

Следует подчеркнуть, что цветовая степень свободы присуща кваркам всегда, но в мезонах и барионах она скрыта, и ее присутствие в них может проявляться косвенным образом. Остановимся на двух таких косвенных экспериментальных указаниях о наличии у кварков цветовой степени свободы.

Распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. В основу вычисления вероятности этого распада положена диаграмма с треугольной кварковой петлей:



Расчет по обычной кварковой модели дает значение для ширины этого распада 0,87 эВ, что значительно меньше экспериментальной величины

$$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}^{\text{эксп.}} = 7,92 \pm 0,42 \text{ эВ.}$$

Учет цветовых степеней свободы $^8-10/$ увеличивает теоретическое значение в 9 раз (вместо одной кварковой петли теперь имеется три кварковых петли из кварков каждого цвета; амплитуда процесса увеличивается в 3 раза). Это значение теперь становится равным 7,84 эВ и прекрасно согласуется с экспериментальным.

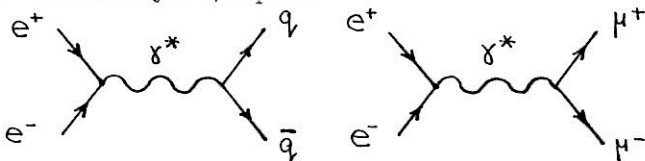
Аналогичную поправку следует вводить также для других процессов, например, для распадов векторных мезонов на лептонную пару.

Аннигиляция электрон-позитронных встречных колец в адроны.

В области энергий до 3 ГэВ экспериментальное значение отношения сечений аннигиляции

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

измеренное в Стенфорде, составляет $2,5 \pm 0,4$. Предполагается, что эти процессы идут через однофотонное промежуточное состояние и им соответствуют диаграммы



Считается, что образовавшиеся кварки "вытягивают" из вакуума другие кварк-антикварковые пары и рекомбинируют с ними в обычные адроны. При этом предполагается, что вклады от различных первоначально возникших кварк-антикварковых пар некогерентны. Тогда для указанного отношения получается просто

$$R = Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 = \frac{4}{9} + \frac{1}{9} + \frac{1}{9} = \frac{2}{3}.$$

(В указанной области энергий кварков новых сортов ещё не образуется). Полученное значение существенно меньше экспериментального. Учет цветовых степеней свободы кварков увеличивает теоретическое значение в три раза (каждая кварк-антикварковая пара данного сорта теперь может образовываться в каждом из трех своих цветовых состояний) и приводит к теоретическому значению $R = 2$, что опять-таки прекрасно согласуется с экспериментальными данными. В области больших энергий учет рождения кварк-антикварковых пар новых сортов (с, b) также дает правильное поведение отношения R с ростом энергии.

I.2. Цветовая SU(3)^c-симметрия

Jeu d'esprit - игра ума (франц.)

После того, как была введена новая степень свободы кварков - "цвет" кварков, естественно было задать вопрос: подчиняется ли она какой-либо симметрии?

Нам очень мало известно о природе цветовой степени свободы, и поэтому о ее симметрии мы можем делать любые предположения. Будем считать, что цветовая степень свободы обладает, по аналогии с обычной унитарной симметрией, $SU(3)$ -симметрией. Для отличия ее от обычной будем ставить сверху индекс "c" (= colour). Нужно сразу отметить, что такое предположение ниоткуда не следует и представляет собою лишь догадку.

Какими свойствами обладают тогда волновые функции барионов и мезонов относительно этой цветовой симметрии? Прежде чем ответить на этот вопрос, определим более подробно преобразования унитарной цветовой симметрии. Пусть имеется триплет кварковых цветовых состояний (q_1, q_2, q_3) . Составим новые цветовые состояния в виде линейных комбинаций старых:

$$q'_i = \sum_{j=1}^3 u_{ij} q_j, \quad i=1,2,3.$$

На комплексные коэффициенты налагается условие унитарности

$$\sum_{i=1}^3 u_{il} u_{im}^* = \delta_{lm},$$

где u_{im}^* — коэффициент, комплексно-сопряженный к u_{im} . Кроме того, на них налагается еще условие унимодулярности: составленный из них определитель должен быть равен 1.

$$\text{Det } U = \begin{vmatrix} u_{11} & u_{12} & u_{13} \\ u_{21} & u_{22} & u_{23} \\ u_{31} & u_{32} & u_{33} \end{vmatrix} = 1.$$

Покажем теперь, что волновые функции как барионов, так и мезонов не изменяются при таких преобразованиях, или, иначе, являются цветовыми синглетами.

Совершим над волновой функцией мезона произвольное унитарное преобразование. Мы получим

$$\begin{aligned} M &= \sum_{i=1}^3 q'_i \bar{q}'_i = \sum_{i=1}^3 \left(\sum_{j=1}^3 u_{ij} q_j \right) \left(\sum_{k=1}^3 u_{ik}^* \bar{q}_k \right) = \\ &= \sum_{k,j=1}^3 \left(\sum_{i=1}^3 u_{ij} u_{ik}^* \right) q_j \bar{q}_k = \sum_{j=1}^3 q_j \bar{q}_j. \end{aligned}$$

Таким образом, мезон действительно перешел сам в себя (по условию унитарности преобразования).

Совершим такое же преобразование над барионом:

$$\begin{aligned}
B &= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} q_i' q_j' q_k' = \\
&= \sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} \left(\sum_{l=1}^3 U_{il} q_l \right) \left(\sum_{m=1}^3 U_{jm} q_m \right) \left(\sum_{n=1}^3 U_{kn} q_n \right) = \\
&= \sum_{l,m,n=1}^3 \left(\sum_{i,j,k=1}^3 \varepsilon_{ijk} U_{il} U_{jm} U_{kn} \right) q_l q_m q_n = \\
&= \sum_{l,m,n=1}^3 \text{Det } U \varepsilon_{lmn} q_l q_m q_n = \sum_{l,m,n=1}^3 \varepsilon_{lmn} q_l q_m q_n.
\end{aligned}$$

Таким образом, барион также перешел сам в себя вследствие условия унитарности ($\text{Det } U = I$).

Мы приходим к заключению, что известные до сих пор адроны являются цветовыми синглетами. Они как бы "не замечают" преобразования цветовой симметрии. Можно пойти дальше и предположить большее: цветовая симметрия точна, совершенна, никаким взаимодействием не нарушаема, а в природе могут существовать в свободном состоянии лишь цветовые синглеты¹⁷⁾. Если принять этот "догмат", то цветовая симметрия будет навсегда скрыта от внешнего мира, а вместе с нею будут скрыты внутри адронов и цветные кварки, являющиеся цветовыми триплеттами, а не синглетами. Даже если могут существовать экзотические состояния типа $qq\bar{q}\bar{q}$, $qqq\bar{q}\bar{q}$, $qqq\bar{q}\bar{q}\bar{q}$, их полная цветовая волновая функция, содержащая 4, 5 и 6 цветовых индексов, должна быть цветовым синглетом. При этом отдельные пары $q\bar{q}$ или тройки qqq кварков, входящих в состав этих экзотических состояний, могут, конечно, находиться не в синглетном цветовом состоянии. Такое явление получило наименование "скрытого" цвета, поскольку цветовые несинглетные состояния могут выступать лишь как составные части сложного экзотического состояния, являющегося цветовым синглетом.

Следует все же обратить внимание на то, что даже если цветовая симметрия скрыта внутри адронов, там она может царствовать в полной мере и целиком определять динамику движения кварков внутри адронов. Во внешнем цветовом синглетном мире это будет проявляться неявным образом, как мы уже видели, например, в случаях распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и аннигиляции e^+e^- -адроны.

Самым существенным вопросом теперь является обоснование сформулированного выше догмата: почему в природе не могут появляться в свободном состоянии цветовые несинглетные объекты, например

кварки? Ответ на него пока что не найден, но большие надежды возлагаются на то, что он будет найден в теории, которая в настоящее время представляется наиболее перспективным претендентом на место теории сильных взаимодействий - в "квантовой хромодинамике".

2. КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

2.1. Глюоны

Каким образом кварки взаимодействуют друг с другом? Какие силы связывают их в адроны?

В теории поля частицы взаимодействуют друг с другом, обмениваясь квантами какого-либо бозонного (имеющего целый спин) поля. Заряженные частицы взаимодействуют путем обмена фотонами - квантами электромагнитного поля со спином 1. Переносчиками слабых взаимодействий считаются тяжелые векторные W^\pm - и Z^0 -бозоны. Естественно ожидать, что и сильное взаимодействие между кварками обусловлено обменом некоторыми векторными частицами - "глюонами"^{/11,7/} (название происходит от английского слова glue - клей).

Почему нам хочется считать переносчиками всех взаимодействий векторные частицы (частицы со спином 1), или, как выразился акад. М.А.Марков^{/12/}, почему происходит "векторизация физики элементарных частиц"? Причина этого начинается в настоящее время проявляться и заключается в очень общем требовании инвариантности теории относительно локальных калибровочных преобразований данной группы симметрии. Соответствующие им калибровочные поля должны иметь те же пространственные свойства, что и производная

$\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$, то есть быть векторными полями V_μ . Рассмотрение теории калибровочных полей выходит далеко за рамки излагаемого здесь круга вопросов, и мы не будем вникать в ее детали, но лишь воспользуемся выводами этой замечательной теории. Превосходное изложение ее дано в книге^{/13/}.

Итак, кварки подчиняются цветовой симметрии $SU(3)^c$, а соответствующие локальные калибровочные преобразования этой группы приводят к возникновению октета (восьмерки) цветных векторных полей - глюонов.

В том, что глюонов должно быть восемь, мы можем убедиться, рассматривая их взаимодействие с кварками. Имеется восемь независимых цветных кварковых токов (внутренняя степень свободы квар-

ков нас сейчас не интересует, и мы ее упрямем в общий символ φ):

$$J_{\mu}^{\alpha} = \sum_{i,j=1}^3 \bar{q}_i \gamma_{\mu} \frac{1}{2} \lambda^{\alpha}_{ij} \varphi_j, \quad \alpha = 1, \dots, 8,$$

где λ^{α} - матрицы Гелл-Манна (μ - лоренц-индекс). С этими токами и должны взаимодействовать восемь глюонных полей так, чтобы гамильтониан взаимодействия был цветовым инвариантом

$$\mathcal{H}_{\text{вз.}} = g \sum_{\alpha=1}^8 J_{\mu}^{\alpha}(x) A^{\alpha \mu}(x).$$

Считается, что глюоны не обладают никакими иными, кроме цветовых, внутренними состояниями, или, иначе, являются синглетами (инвариантами) относительно обычных (изоспиновой, $SU(3)$,

$SU(4)$ и т.п.) симметрий. В этом смысле сорта ("ароматы") и цвета кварков разделены. Первые различаются в электромагнитных и слабых взаимодействиях, вторые - лишь в сильных взаимодействиях.

Как указывалось выше, цветовая симметрия предполагается абсолютно точной, и этим она существенно отличается от обычной ("ароматической") внутренней симметрии, которая, как мы знаем, заметно нарушается. Это предположение приводит к очень важному следствию: глюоны не могут иметь массу покоя. В этом отношении они похожи на фотон. Но в отличие от фотона, не имеющего электрического заряда, глюоны обладают цветовым зарядом. Именно благодаря ему (индексу $\alpha = 1, \dots, 8$) они взаимодействуют с кварковыми токами, но не могут взаимодействовать с обычными адронами как целым, поскольку последние не имеют цветового заряда (они - цветонные синглеты или "нейтралы"). Отметим, что два или более глюона могут составить цветовой синглет и взаимодействовать с адроном как целым. Это должно было бы привести к появлению сил типа Ван-дер-Ваальса между адронами. Но два или более глюона взаимодействуют с адронами, скорее, как единое бесцветное состояние - "глюбол", имеющее заметную, порядка 1 ГэВ, массу.

Наличие у глюонов цветового заряда приводит к тому, что они взаимодействуют не только с кварками, но и сами с собою. В этом состоит существенное отличие глюонного поля от электромагнитного: глюонные поля по своей сущности нелинейны.

Нелинейность глюонного поля связана с тем, что калибровочная цветовая $SU(3)^c$ -симметрия неабелева: не все коммутаторы ее генераторов обращаются в нуль. Если симметрия абелева, то все коммутаторы ее генераторов равны нулю. Именно такой является калибровочная симметрия электромагнитного поля $U(1)$ (лишь с одним

генератором). Любое неабелево калибровочное поле нелинейно. Впервые этот факт был обнаружен Янгом и Милсом на примере калибровочной изоспиновой симметрии.

2.2. Квантовая хромодинамика

Итак, мы имеем два набора цветных объектов: цветовой триплет кварков (и цветовой триплет антикварков) и цветовой октет глюонов. Квантовая теория поля, описывающая эти объекты и их взаимодействие, называется "квантовой хромодинамикой" (от греческого слова $\chi\rho\omega\mu\alpha$ - цвет).

Исходные полевые уравнения аналогичны уравнениям Максвелла и Дирака:

$$\partial^\mu F_{\mu\nu}^a - g f^{abc} A^b{}^\mu F_{\mu\nu}^c = g \bar{q} \frac{1}{2} \lambda^a \gamma_\nu q,$$

$$(-i\gamma^\mu \partial_\mu + m_q) q + g \frac{1}{2} \lambda^a A_\mu^a \gamma^\mu q = 0,$$

где глюонное поле $F_{\mu\nu}^a$ ($a=1, \dots, 8$) выражается через свой потенциал A_μ^a следующим образом:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c.$$

В этих формулах f^{abc} - структурные постоянные алгебры матриц Гелл-Манна, а по повторяющимся индексам подразумевается суммирование по всем значениям, какие они могут принимать; цветовые индексы у кваркового поля опущены, например:

$$\lambda^a q \equiv \sum_{j=1}^3 \lambda^a_{ij} q_j.$$

Величина g характеризует силу кварк-глюонного и глюон-глюонного взаимодействий. Как мы видим, первое уравнение отличается от уравнения Максвелла наличием нелинейных членов. (Это создает существенные трудности при решении даже классической задачи для глюонного поля. До сих пор нет общего решения этой задачи; но найдены некоторые частные решения - "инстантоны"). Мы также видим, что роль цветовых зарядов кварков играют матрицы λ^a . Нужно, конечно, помнить, что они принимают определенное числовое значение лишь при действии на определенные цветовые состояния кварков

$$\bar{q}_i \lambda^a_{ij} q_j.$$

Теперь есть все основания строить квантовую хромодинамику

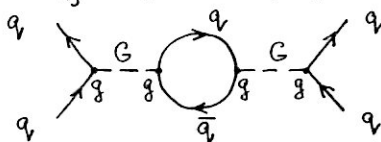
по аналогии с квантовой электродинамикой, учитывая, однако, особенности, возникающие из-за самодействия глюонов. Ниже дается чисто описательное изложение этих особенностей, ни в коем случае не претендующее на строгость.

Асимптотическая свобода /14,15/. Кварки взаимодействуют между собой посредством обмена глюонами. В нерелятивистском приближении такое взаимодействие принимает кулоновски-подобный вид с безразмерной постоянной взаимодействия

$$\alpha_s = g^2 / 4\pi \hbar c ,$$

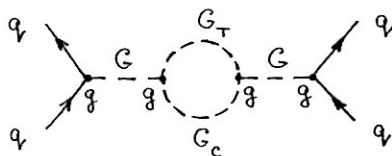
аналогичной постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2 / 4\pi \hbar c$. Индекс s указывает на то, что мы имеем дело с сильными (**strong**) взаимодействиями. В электродинамике заряд, как известно, перенормируется, после чего постоянная α считается имеющей действительно постоянное значение, равное приблизительно 1/137. Но известна также проблема "нуль-заряда", стоящая перед теоретической физикой более 20 лет /16/ и заключающаяся в том, что каким бы ни был первоначальный, или "затравочный", заряд, за счет его экранировки виртуальными парами электронов и позитронов он обращается в нуль.

В квантовой хромодинамике ситуация оказалась прямо противоположной. В этом случае затравочный цветовой заряд кварка также поляризует вакуум за счет рождения виртуальных кварк-антикварковых пар и цветовые заряды этих пар экранируют исходный цветовой заряд. На языке фейнмановских диаграмм процесс такой экранировки в низшем порядке по α_s изображается диаграммой (G означает глюон)



Однако, помимо процесса возникновения виртуальных кварк-антикварковых пар, из-за самодействия глюонного поля будет происходить его усиление и эффективное увеличение цветового заряда кварка.

В низшем порядке этот процесс изображается диаграммой



На самом деле цветовой заряд усиливается лишь за счет такого процесса, когда один из глюонов в петле поперечный (G_T), а другой — "кулоновский", продольный (G_C); если оба они поперечны, то цветовой заряд уменьшается.

Какой из факторов, экранировка кварк-антикварковыми парами или усиление за счет самодействия глюонного поля, возобладает — зависит от числа цветовых степеней свободы и числа различных сортов (ароматов) кварков.

Если просуммировать последовательность всех указанных диаграмм, то для асимптотического значения α_s при $-q^2 \equiv Q^2 = \vec{p}^2 = \omega^2 \rightarrow \infty$ (т.е. при очень большом значении импульса \vec{p} , передаваемого от кварка кварку посредством глюона) получается /14,15/

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\Lambda^2)}{1 + \frac{11\nu - 2F}{12\pi} \alpha_s(\Lambda^2) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)},$$

где $\alpha_s(\Lambda^2)$ — значение этой же величины при некотором фиксированном значении $Q^2 = \Lambda^2$, ν — число цветовых степеней свободы ($\nu = 3$), F — число различных сортов (ароматов) кварков. Если

$$11\nu - 2F > 0 \quad \text{или} \quad F < 16 \quad (\text{при } \nu = 3),$$

то в знаменателе можно пренебречь единицей для асимптотически больших Q^2 , и тогда

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11\nu - 2F) \ln(Q^2/\Lambda^2)}.$$

Отсюда следует, что каково бы ни было значение $\alpha_s(\Lambda^2)$ при конечном фиксированном значении $Q^2 = \Lambda^2$, асимптотическое значение этой величины равно нулю! Кварки перестают взаимодействовать друг с другом и ведут себя как свободные. В этом случае говорят об "асимптотически свободном" поведении кварков.

Импульс и координата являются дополнительными величинами, и согласно соотношению Гайзенберга большим переданным импульсам \vec{p}^2 отвечают малые расстояния между кварками. Поэтому можно ожидать, что кварки, сблизившиеся на малое расстояние, перестают взаимодействовать друг с другом.

Весьма заманчиво привлечь эти рассуждения для объяснения партонной картины глубоконеупругих процессов: на достаточно больших расстояниях между кварками — партонами (порядка $1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}$)

взаимодействие между ними сильное, тогда как на малых расстояниях, характерных для глубоконеупругих процессов, оно существенно ослабевает и кварки - партоны начинают вести себя как квазисвободные. Тем не менее и на малых расстояниях все же необходимо учитывать поправки, возникающие из-за глюон-кварковых взаимодействий, и такой учет успешно объясняет отклонение поведения структурных функций от самоподобного (или, как говорят, "скейлингового") поведения (см., например, /17/). Именно на основе такого объяснения была получена оценка на величину $\Lambda \approx 0,5$ ГэВ.

Следует все же обратить внимание на особенности, которые возникают при выполнении процедуры перенормировки в квантовой хромодинамике. В квантовой электродинамике перенормировка выполнялась для заряда, проявляющего себя на асимптотически больших расстояниях между заряженными телами и физическое значение которого определялось непосредственно в опыте Милликена. В квантовой хромодинамике свободных кварков не существует, так же как не существует асимптотического цветового заряда кварков (он стремится к бесконечности). Поэтому при выполнении перенормировки постулируется не определенное значение цветового заряда кварка на асимптотически большом расстоянии, а целиком поведение функции от Q^2 , причем такое, что при $Q^2 \rightarrow \infty$ $\alpha_s \rightarrow 0$. Подобного рода процедура может привести к неоднозначностям при вычислении по теории возмущений поправок, учитывающих более сложные неприводимые диаграммы.

Инфракрасное заточение /18,19/. Ожидается, что потенциальная энергия взаимодействия между цветовыми зарядами при увеличении расстояния между ними нарастает до бесконечности (так же как энергия бесконечного плоского конденсатора при разведении его заряженных пластин). Физически это означает, что сила, действующая между цветовыми зарядами, находящимися на достаточно большом расстоянии друг от друга, не зависит от этого расстояния. Поэтому, чтобы развести эти цветовые заряды на асимптотически большое расстояние, нужно совершить бесконечную работу против действия этой силы.

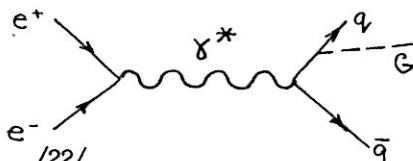
Такое взаимодействие приводит к тому, что цветовые заряды не могут оторваться друг от друга - в отличие от систем с нулевым цветовым зарядом - мезонов и барионов. Указанное ожидаемое поведение цветовых зарядов при больших (~ 2 ферми) расстояниях между ними получило название "инфракрасного заточения". Если такое предположение будет доказано, то это объяснит отсутствие цветных

объектов в свободном состоянии и вся схема квантовой хромодинамики станет логически замкнутой. В противном случае, наоборот, вся эта схема рухнет, поскольку тогда безмассовые глюоны смогут вылетать из адронов на значительные расстояния и сильные взаимодействия окажутся дальнедействующими, что не наблюдается в действительности.

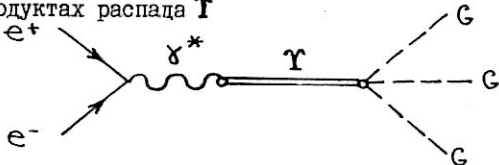
Качественные рассуждения, которые лежат в основе надежд на инфракрасное заточение, сводятся к следующему. Кварк, обладающий цветовым зарядом, излучает глюон. Но сам глюон также обладает цветовым зарядом и также может излучать глюоны. Поскольку глюон — безмассовая частица, вероятность излучения им других глюонов в направлении вперед стремится к бесконечности (аналогично тому, как стремится к бесконечности вероятность излучения вперед фотонов заряженной частицей, масса которой стремится к нулю. По этой причине не может существовать заряженной безмассовой частицы в свободном состоянии). Последующие глюоны также будут излучать новые глюоны вперед с бесконечно растущей вероятностью и т.д. Это будет продолжаться до тех пор, пока глюоны, несущие цветовой заряд, "не уткнутся" в другой кварк и не произойдет компенсация их цветового заряда с зарядом этого кварка. Такой поток цветowych глюонов в одном направлении ведет себя подобно "струне" с цветовыми зарядами на концах. Увеличение расстояния между кварками, закрепленными на концах струны, приводит к увеличению их потенциальной энергии.

Имеются, однако, большие сомнения в справедливости подобной картины. В приближенных расчетах удалось показать, что инфракрасную цветовую расходимость можно устранить обычными способами^{/20/}. Поэтому окончательно вопрос об инфракрасном заточении кварков и глюонов не решен.

Мы хотим закончить этот раздел о цветных кварках и глюонах ссылкой на недавно произведенные эксперименты^{/21/} по поиску глюонных струй при аннигиляции электрон-позитронных встречных колец большой энергии (25–30 ГэВ) в адроны. Как указывалось раньше, в подобных экспериментах были обнаружены две противоположно направленные струи адронов, образующиеся из первоначально вылетевших кварка и антикварка. Теперь обнаружена третья струя, образующаяся из глюона, испущенного одним из кварков путем жесткого внутреннего тормозного излучения, как это изображено на диаграмме



Оказалось также /22/, что тяжелый векторный мезон Υ (9,5 ГэВ) распадается на обычные адроны посредством своего предварительного распада на три глюона, и уже не одна, а три глюонные струи выделяются в продуктах распада Υ



3. МОДЕЛЬ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЦВЕТНЫХ КВАРКОВ

Мы теперь обратимся к более прозаическим вещам и посмотрим, как можно применять выводы квантовой хромодинамики в чисто практических целях для расчета, например, спектра адронов. При этом мы вновь будем использовать нерелятивистскую модель движения кварков внутри заданного потенциала. Но теперь наши нерелятивистские составляющие кварки к тому же цветные, и у нас появились некоторые основания выбрать потенциал взаимодействия между ними более определенным образом.

3.1. Межкварковый потенциал. Приближение одноглюонного обмена

Взаимодействие между кварками обычно аппроксимируется потенциалом

$$V(\tau) = V_{\text{асимпт.}}(\tau) + V_{\text{заточ.}}(\tau),$$

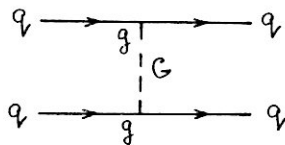
где τ - расстояние между кварками, $V_{\text{асимпт.}}$ - "асимптотически свободный" потенциал межкваркового взаимодействия на малых расстояниях ($\tau \rightarrow 0$), $V_{\text{заточ.}}$ - "потенциал заточения" кварков на больших расстояниях.

Потенциал заточения обычно предполагают линейно растущим с увеличением межкваркового расстояния

$$V_{\text{заточ.}}(\tau) = a\tau.$$

Кроме того, его считают универсальным и не зависящим от спинов и сортов кварков. Иногда рассматриваются и другие виды потенциала заточения: гармонически-осцилляторный или логарифмический (этот потенциал иногда считают промежуточным и действующим между асимптотически свободным потенциалом на малых расстояниях и потенциалом заточения (линейным) на больших расстояниях).

Асимптотически свободный потенциал действует на малых межкварковых расстояниях, где постоянная α_s становится достаточно малой: $\alpha_s \ll 1$. В этой области можно воспользоваться теорией возмущений по α_s и ограничиться лишь ее низшими порядками: приближением одноглюонного обмена, изображаемого диаграммой



$$\alpha_s = g^2 / 4\pi \hbar c.$$

Самодействием глюонного поля, возникающим в следующем порядке по α_s , пренебрегается. После этого теория сильных взаимодействий на малых расстояниях становится совершенно похожей на электродинамику. Потенциал взаимодействия принимает кулоновски-подобный вид

$$V_{\text{асимпт.}}(\tau) = -\alpha_s / \tau.$$

Все же имеются два отличия от обычной электродинамики. Первое связано с тем, что вместо одного фотона, универсально взаимодействующего со всеми электрическими зарядами, имеется восемь цветных глюонов, по-разному взаимодействующих с цветовыми зарядами кварков. Это приводит к различию между взаимодействием любых двух кварков, входящих в состав бариона, и взаимодействием кварка и антикварка, входящих в состав мезона. Вторая особенность квантовой хромодинамики связана с тем, что согласно аргументам асимптотической свободы сама константа α_s зависит от межкваркового расстояния, причем так, что $\alpha_s \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow 0$.

Остановимся на этих особенностях квантовой хромодинамики подробнее.

Диаграмма одноглюонного обмена означает, что S -матрица рассеяния кварка на кварке определяется произведением двух кварковых токов, взятых в точках их взаимодействия с глюонными полями, на функцию взаимодействия двух зарядов (см. ^{/23/}, стр. 447):

$$S^{(2)} = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^8 \int d^4x_1 \int d^4x_2 J_{\alpha}^{\mu}(x_2) D^F(x_2-x_1) J_{\mu\alpha}(x_1).$$

В нерелятивистском приближении функция взаимодействия $D^F(x_2-x_1)$ дает выражение для энергии взаимодействия двух зарядов, в частности, она содержит закон Кулона. Мы рассмотрим это приближение несколько позже, а сейчас посмотрим, какова константа взаимодействия двух кварков в барионе и кварка и антикварка в мезоне.

Мы видим, что взаимодействие двух кварков (или кварка и антикварка) пропорционально величине

$$\frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^{(1)} \lambda_{\alpha}^{(2)},$$

где $\lambda_{\alpha}^{(1)}$ и $\lambda_{\alpha}^{(2)}$ — матрицы Гелл-Манна, действующие на цветовые состояния 1-го и 2-го кварков (или 1-го кварка и 2-го антикварка). Остается подсчитать эту величину для барионного и мезонного состояний. Это легко сделать следующим образом. Мезоны и барионы являются цветовыми синглетами. Поэтому суммарный цветовой заряд входящих в них кварков должен быть равен нулю:

$$(\lambda_{\alpha}^{(1)} + \lambda_{\alpha}^{(2)}) |M\rangle = 0,$$

$$(\lambda_{\alpha}^{(1)} + \lambda_{\alpha}^{(2)} + \lambda_{\alpha}^{(3)}) |B\rangle = 0, \quad \alpha = 1, \dots, 8.$$

Возведя эти суммы в квадрат и воспользовавшись условием нормировки

$$\sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^2 = 16/3,$$

получим

$$\sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^{(1)} \lambda_{\alpha}^{(2)} |M\rangle = -\frac{16}{3} |M\rangle,$$

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^{(1)} \lambda_{\alpha}^{(2)} |B\rangle &= \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^{(1)} \lambda_{\alpha}^{(3)} |B\rangle = \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\alpha}^{(2)} \lambda_{\alpha}^{(3)} |B\rangle = \\ &= -\frac{8}{3} |B\rangle. \end{aligned}$$

Прежде всего мы отмечаем, что два кварка в барионе притягиваются друг к другу, как и кварк и антикварк в мезоне. В отличие от этого, как мы знаем, в электродинамике два электрона отталкиваются, тогда как электрон и позитрон притягиваются. Однако притяжение двух кварков в барионе вдвое слабее, чем притяжение

кварка и антикварка в мезоне. Поэтому для константы взаимодействия получаются значения

$$-K\alpha_s, \quad \alpha_s = g^2/4\pi\hbar c,$$

$K=4/3$ для кварка и антикварка в мезоне, $K=2/3$ для двух кварков в барионе.

Вторая вышеупомянутая особенность, заключающаяся в зависимости постоянной α_s от межкваркового расстояния, должна была бы привести к коренному изменению поведения потенциала (Кулона) на малых расстояниях. Обычно, однако, принимают иную точку зрения, считая, что α_s не зависит от межкваркового расстояния, но что сама величина этой постоянной зависит от массы взаимодействующих кварков. Так, для мезонов - связанных состояний $q\bar{q}$ - принимается

$$\alpha_s(M_2^2) = \alpha_s(M_1^2) \left[1 - \frac{33-2F}{12\pi} \alpha_s(M_1^2) \ln \frac{M_1^2}{M_2^2} \right]^{-1},$$

где M_1 и M_2 - массы кварков, входящих в первый и второй мезоны ($M_2 > M_1$), а F - число сортов кварков с массой, меньшей массы кварков, входящих в состав мезона 2. Из этой зависимости видно, что постоянная α_s меньше для более тяжелых кварков. Для этой постоянной были получены оценки^{/24,25/}

$$\alpha_s(m_q = 1,5 \text{ ГэВ}) \approx 0,2 \div 0,3;$$

$$\alpha_s(m_q = 0,5 \text{ ГэВ}) \approx 0,4 \div 0,5;$$

$$\alpha_s(m_q = 0,3 \text{ ГэВ}) \approx 0,6 \div 0,8.$$

В некоторых работах, однако, учитывалось отклонение закона взаимодействия кварков на малых расстояниях от кулоновского^{/26/}.

3.2. Спин-спиновое взаимодействие и октет-декаплетное расщепление масс барионов. Разность масс Σ^0 и Λ

Рассмотрим более подробно функцию взаимодействия. Как хорошо известно (см.^{/23/} стр. 453), в нерелятивистском приближении, то есть при разложении этой функции в ряд по v/c с точностью до v^2/c^2 , она переходит в потенциал Брейта-Ферми взаимодействия двух зарядов, содержащий кулоновскую, спин-орбитальную, тензорную и спин-спиновую части. Мы рассмотрим лишь основные состояния барионов и мезонов. Относительные орбитальные моменты в них

равны нулю, поэтому спин-орбитальная и тензорные части выпадают. Оставшееся спин-спиновое взаимодействие будем изучать, составляя разности масс барионов, содержащих одинаковые кварки.

Спин-спиновое взаимодействие, входящее в ферми-брейтовский потенциал, имеет вид ^{25/}

$$C \sum_{i>j=1}^3 \frac{m_u^2}{m_i m_j} (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \left(1 - \frac{\alpha}{2} \frac{\alpha_s}{\alpha} Q_i Q_j\right),$$

где \vec{s}_i , m_i , Q_i - спин, масса и заряд i -го кварка, входящего в состав данного бариона. Постоянная C определяется поведением волновой функции "в нуле" (при расстоянии между i -м и j -м кварком, равным нулю):

$$C = \frac{16\pi}{9} \frac{\alpha_s}{m_u^2} |\Psi(0)|^2.$$

Мы будем рассматривать эту постоянную как неизвестный параметр. Отношение α/α_s ($\alpha = e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137$) характеризует электромагнитную поправку. При нашем оценочном рассмотрении мы ее пренебрежём.

Теперь мы можем рассчитать разность масс барионов, относящихся к декаплету со спином $J=3/2$ и к октету с полным спином $J=1/2$.

Оценим величину параметра C , исходя из разности масс протона и Δ^+ -изобары, состоящих из u, u, d кварков. (Мы полагаем $m_u = m_d$).

В Δ^+ -изобаре все три кварка имеют одинаково ориентированные спины, составляющие полный спин $3/2$. Поэтому $(\vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \vec{s}_3)^2 = J(J+1) = \frac{15}{4}$, $\vec{s}_1 \vec{s}_2 + \vec{s}_1 \vec{s}_3 + \vec{s}_2 \vec{s}_3 = \frac{3}{4}$. Вклад спин-спинового взаимодействия кварков в массу Δ^+ -изобары будет составлять

$$\delta m(\Delta^+) = C (\vec{s}_1 \vec{s}_2 + \vec{s}_1 \vec{s}_3 + \vec{s}_2 \vec{s}_3) = \frac{3}{4} C.$$

В протоне два кварка, $q_1 = u$ и $q_2 = d$, имеют общий спин 0, а к ним добавляется спин третьего кварка, $q_3 = u$, так что полный спин получается равным $1/2$. Спины двух первых кварков противоположны, и мы имеем

$$\vec{s}_1 + \vec{s}_2 = 0, \quad (\vec{s}_1 + \vec{s}_2)^2 = 0, \quad \text{откуда} \quad \vec{s}_1 \vec{s}_2 = -3/4.$$

$$\delta m(P) = C (\vec{s}_1 \vec{s}_2 + \vec{s}_1 \vec{s}_3 + \vec{s}_2 \vec{s}_3) = C \vec{s}_1 \vec{s}_2 = -\frac{3}{4} C.$$

Таким образом, разность масс протона и Δ^+ -изобары составляет

$$m(\Delta^+) - m(P) = \frac{3}{2} C,$$

откуда

$$C = \frac{2}{3} [m(\Delta^+) - m(P)] \cong 195,8 \text{ МэВ.}$$

Теперь, исходя из разности масс Σ^{0*} и Σ^0 , состоящих из u, d, s -кварков, оценим отношение масс нестранных и странных кварков. В Σ^{0*} -гипероне все три кварка имеют одинаковую ориентацию. Поэтому, как и в Δ^+ -изобаре, $\vec{s}_i \vec{s}_j = 1/4$, $i \neq j$,

и вклад спин-спинового взаимодействия кварков в массу Σ^{0*} составит

$$\begin{aligned} \delta m(\Sigma^{0*}) &= C (\vec{s}_u \vec{s}_d + \frac{m_u}{m_s} \vec{s}_u \vec{s}_s + \frac{m_d}{m_s} \vec{s}_d \vec{s}_s) = \\ &= \frac{1}{4} C (1 + 2 \frac{m_u}{m_s}). \end{aligned}$$

В Σ^0 -гипероне u - и d -кварки образуют подсистему с полным спином 1. Поэтому

$$(\vec{s}_u + \vec{s}_d)^2 = 2 \quad \text{и} \quad \vec{s}_u \vec{s}_d = \frac{1}{4}.$$

К ним добавляется спин s -кварка таким способом, чтобы полный спин стал равным $1/2$. Мы имеем

$$\begin{aligned} [(\vec{s}_u + \vec{s}_d) + \vec{s}_s]^2 &= (\vec{s}_u + \vec{s}_d)^2 + \vec{s}_s^2 + 2(\vec{s}_u \vec{s}_d + \vec{s}_d \vec{s}_s) = \\ &= 2 + \frac{3}{4} + 2(\vec{s}_u \vec{s}_d + \vec{s}_d \vec{s}_s) = \frac{3}{4}, \quad \vec{s}_u \vec{s}_d + \vec{s}_d \vec{s}_s = -\frac{1}{4}, \end{aligned}$$

откуда

$$\vec{s}_d \vec{s}_s = \vec{s}_u \vec{s}_s = -\frac{1}{2}.$$

Вклад спин-спинового взаимодействия в массу Σ^0 -гиперона составляет, таким образом,

$$\delta m(\Sigma^0) = \frac{C}{4} (1 - 4 \frac{m_u}{m_s}),$$

и разность масс Σ^{0*} и Σ^0

$$m(\Sigma^{0*}) - m(\Sigma^0) = \frac{3}{2} C \frac{m_u}{m_s}.$$

Отсюда и из полученного выше выражения для C имеем

$$\frac{m_u}{m_s} = \frac{m(\Sigma^{0*}) - m(\Sigma^0)}{m(\Delta^+) - m(P)} \cong 0,64.$$

Отметим, что это значение хорошо согласуется со значением $m_u/m_s = 0,66 \pm 0,05$, получающимся из данных для магнитных моментов протона, нейтрона и Λ -гиперона (см. лекции "Введение в теорию кварков", Дубна, 1979, ОИИИ P2-1280, стр.39).

Теперь у нас все параметры спин-спинового взаимодействия кварков фиксированы и можно попытаться на его основе объяснить разность масс Σ^0 - и Λ -гиперонов, имеющих одинаковый спин $1/2$ и кварковый состав u, d, s . Отличие этих гиперонов заключается в том, что в Λ -гипероне u - и d -кварки образуют подсистему со спином 0 (и изоспином 0), а в Σ^0 -гипероне - подсистему со спином 1 (и изоспином 1) (см. вышеуказанные лекции, стр.28). Как и для протона, для Λ -гиперона имеем

$$\vec{s}_u \vec{s}_d = -3/4,$$

и вклад спин-спинового взаимодействия кварков в массу Λ -гиперона составляет ($\vec{s}_u + \vec{s}_d = 0, m_u = m_d$):

$$\delta m(\Lambda) = C (\vec{s}_u \vec{s}_d + \frac{m_u}{m_s} \vec{s}_u \vec{s}_s + \frac{m_d}{m_s} \vec{s}_d \vec{s}_s) = C \vec{s}_u \vec{s}_d = -\frac{3}{4} C.$$

Комбинируя этот результат с предыдущим выражением для $\delta m(\Sigma^0)$, для разности масс Σ^0 и Λ получим

$$m(\Sigma^0) - m(\Lambda) = C \left(1 - \frac{m_u}{m_s}\right),$$

или, заменяя постоянную C ранее полученным для нее выражением, приходим к следующему правилу сумм^{/25/}:

$$m(\Sigma^0) - m(\Lambda) = \frac{2}{3} \left(1 - \frac{m_u}{m_s}\right) [m(\Delta^+) - m(P)],$$

или, подставив полученное выше выражение для m_u/m_s ,

$$m(\Sigma^0) - m(\Lambda) = \frac{2}{3} [m(\Sigma^0) + m(\Lambda) - m(\Sigma^{0*}) - m(P)].$$

Это правило достаточно хорошо выполняется, его левая часть равна 76,9 МэВ, а правая часть составляет 67,5 МэВ. Различие, скорее всего, возникает из-за неточности используемого нерелятивистского приближения.

К обсуждаемому здесь кругу вопросов относится также инте-

ресный результат, полученный в работе^{/27/} и заключающийся в том, что учет спин-спинового взаимодействия кварков может объяснить отрицательное значение электрического радиуса нейтрона $\langle r_E^2(N) \rangle$. Причина состоит в следующем. Если бы все три кварка в нейтроне: два d и один u , были расположены симметрично друг относительно друга, то величина $\langle r_E^2(N) \rangle$ была бы пропорциональна просто сумме их зарядов и равнялась бы нулю. Спин-спиновое взаимодействие нарушает симметрию расположения кварков. В нейтроне два d -кварка имеют суммарные спин и изоспин, равные 1. Отталкивающее взаимодействие параллельных спинов приводит к большему удалению d -кварков друг от друга, чем каждого из них от u -кварка. Такое расположение d -кварков "по краям" и приводит к отрицательному значению $\langle r_E^2(N) \rangle$.

3.3. Основные состояния мезонов

Рассмотрим теперь основные состояния мезонов, учитывая спин-спиновое взаимодействие. Оно имеет тот же вид, что и для двух кварков в барионе, за исключением того, что постоянная для сильного взаимодействия кварка и антикварка, образующих мезон, вдвое больше:

$$2 C' \frac{m_u^2}{m_1 m_2} (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2).$$

Постоянная C' определяется значением волновой функции кварка и антикварка "в нуле".

Для векторных мезонов V имеем

$$(\vec{s}_1 + \vec{s}_2)^2 = 2 \quad \text{и} \quad \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 = 1/4;$$

для псевдоскалярных мезонов Π имеем

$$(\vec{s}_1 + \vec{s}_2)^2 = 0 \quad \text{и} \quad \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 = -3/4.$$

Разность масс векторных и псевдоскалярных мезонов за счет спин-спинового взаимодействия составит

$$m(V) - m(\Pi) = 2 C' \frac{m_u^2}{m_q m_{\bar{q}}}.$$

Например, для разности масс ρ^0 и π^0 -мезонов будем иметь

$$m(\rho^0) - m(\pi^0) = 2 C'.$$

Из этого соотношения мы получаем оценку для параметра C' :

$$C' = \frac{1}{2} [m(\rho^0) - m(\pi^0)] \cong 320 \text{ МэВ},$$

которая по порядку величины соответствует значению параметра $C \cong 196$ МэВ, полученному ранее из разности Δ^+ -изобары и протона.

Следует отметить, что спин-спиновое взаимодействие "сдвигает" почти всю массу псевдоскалярных Γ -мезонов и применение к ним нерелятивистского приближения наверняка неточно. Тем более удивительным представляется выполнение следующего правила сумм, которое получается из аналогичного расчета для разности масс K^* -и K -мезонов^{/25/}:

$$\frac{m(K^*) - m(K)}{m(\rho) - m(\pi)} = \frac{m_\pi}{m_\rho} = \frac{m(\Sigma^{*0}) - m(\Sigma^0)}{m(\Delta^+) - m(\rho)}$$

Левая часть равна 0,62, правая - 0,64.

3.4. Проблема η - η' -и ω - φ -смешивания. Аннигиляционное взаимодействие

Рассмотрим мезон, состоящий из кварка и антикварка одного и того же сорта. Тогда между ними, помимо взаимодействия, осуществляемого обменом глюонами, возникает специфическое дополнительное взаимодействие: аннигиляция этих кварка и антикварка в глюоны с последующим рождением этим глюонным полем новой кварк-антикварковой пары того же или другого сорта. Такое взаимодействие получило наименование аннигиляционного. Поскольку глюонное поле не несет на себе каких-либо обычных внутренних чисел — оно унитарный синглет, переходить в него могут кварк и антикварк только из унитарно-синглетного состояния. Поэтому аннигиляционному взаимодействию подвержены лишь изоспиновые и унитарные синглеты, а следовательно, только те мезоны, которые включают их в себя как составную часть. Таковыми являются η , η' и ω ; φ -мезоны.

Аннигиляционное взаимодействие может дать ответ на старую проблему η - η' -и ω - φ -смешивания: почему в векторных мезонах смешивание странных и нестранных кварков почти не происходит, а в псевдоскалярных мезонах оно велико и приводит к тому, что η -и η' -мезоны становятся почти точными унитарным октетом и синглетом соответственно? Квантовая хромодинамика дает вполне разумное объяснение этому явлению^{/25,28/}. (Впервые на выделенность мезона — унитарного синглета как комбинации кварков, которая при аннигиляционном взаимодействии переходит сама в себя, обратили внимание И. Д. Кобзарев и Л. Б. Окунь^{/29/}.)

Дело в том, что псевдоскалярные мезоны могут аннигилировать на два глюона, а векторные мезоны — лишь на три, как это показано на рис. I. Очевидно, в один глюон не могут аннигилировать

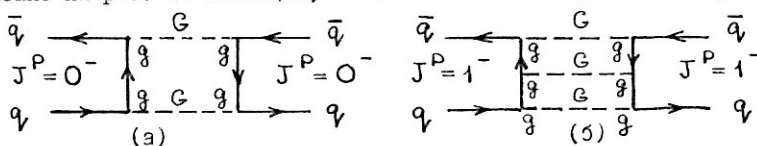


Рис. I. Виртуальная аннигиляция нейтральных псевдоскалярного мезона на два глюона (а) и векторного мезона на три, глюона (б).

ни те, ни другие, поскольку они цветовые синглеты, а глюон — член цветового октета ("цвет" сохраняется всегда). Далее, глюоны — векторные частицы и ведут себя подобно фотонам. Но хорошо известно (теорема Ландау), что два фотона не могут находиться в состоянии с полным спином 1 (см. /23/, стр. 56). Аналогично, не могут находиться в этом состоянии и два глюона. Поэтому векторный мезон — частица со спином 1 не может аннигилировать на два глюона, но может аннигилировать лишь на три глюона. С другой стороны, два глюона, как и два фотона, могут находиться в состоянии $J^P = 0^-$, и поэтому псевдоскалярный мезон может аннигилировать на два глюона.

Появление в случае векторных мезонов лишнего виртуального глюона приводит к уменьшению амплитуды этого процесса в $\alpha_s (< 1)$ раз. Поэтому можно ожидать, что аннигиляционное взаимодействие для векторных мезонов будет играть меньшую роль, чем для псевдоскалярных. Но аннигиляционное взаимодействие имеет место лишь для унитарно-синглетных состояний, поэтому оно стремится отделить унитарный синглет от унитарного октета, смешивая странные и нестранные кварки. Это и происходит для псевдоскалярных мезонов, тогда как для векторных мезонов за счет трехглюонной аннигиляции происходит лишь незначительное смешивание странных и нестранных кварков.

Следует отметить, что количественная теория η - η' и ω - φ — смешивания на основе глюонного аннигиляционного механизма сталкивается со значительными трудностями: для объяснения нужного смешивания для η - и η' -мезонов требуемая величина α_s

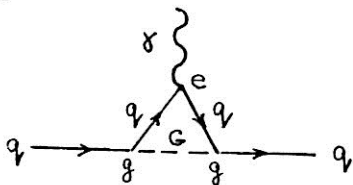
должна быть значительно больше той величины, которая следует из объяснения адронного спектра. При этом для таких больших значений α_s сама теория возмущений становится непригодной.

3.5. Размеры кварков и аномальный магнитный момент

В квантовой хромодинамике кварк, взаимодействуя с глюонами, одевается "глюонной шубой" и поэтому приобретает свои собственные размеры. Более точно можно сказать, что взаимодействие кварка с внешним полем (электромагнитным или глюонным полем других кварков) характеризуется формфактором, возникающим из-за взаимодействия кварка с глюонным полем, а соответствующий коэффициент разложения этого формфактора по 4-импульсу фотона q^2 определяет среднеквадратичный радиус кварка

$$\langle r^2 \rangle = 6 F'(0).$$

Вычисление в низшем по α_s порядке такого формфактора сводится к вычислению вершины



Это вычисление можно произвести в полной аналогии с квантовой электродинамикой. Нужно только учесть, что в промежуточном состоянии может образовываться любой из восьми цветных глюонов. Поэтому коэффициентом пропорциональности будет

$$\frac{1}{4} \left(\sum_{a=1}^8 \lambda_a^2 \right) \alpha_s = \frac{4}{3} \alpha_s.$$

Производя стандартный расчет, получим

$$\langle r^2 \rangle_q = \frac{2}{\pi} (\tau_0 \lambda_c) F(\omega_{\min} / m_q),$$

где τ_0 и λ_c - классический радиус кварка и его комптоновская длина волны ($\hbar = c = 1$):

$$\tau_0 = \frac{\alpha_s}{m_q}, \quad \lambda_c = \frac{1}{m_q};$$

ω_{min} - величина минимально возможной энергии излучаемых кварком глюонов; $F(x)$ - функция от отношения $x = \omega_{min} / m_q$. Ее поведение показано на рисунке. Если $\omega_{min} \rightarrow 0$, то имеет место обычная инфракрасная расходимость:

$$F(\omega_{min} / m_q) \rightarrow \frac{4}{3} \ln \frac{m_q}{2\omega_{min}}.$$

Но мы знаем, что глюоны не могут излучаться наружу из адронов. Они должны находиться внутри адронов, имеющих радиус $R_h \approx 1$ ферми. Для оценки мы предположим, что длина волны глюона не может превышать диаметр адрона:

$$\lambda_{max} = 2R_h, \quad \omega_{min} = \frac{2\pi}{\lambda_{max}} = \frac{\pi}{R_h} \quad *).$$

Далее, для массы нерелятивистских нестранных кварков примем величину $m_q = 0,33$ ГэВ. Тогда для размеров кварков получаем оценку

$$\langle \tau^2 \rangle_q = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha_s}{m_q^2} F(1,88) = 0,157 \alpha_s \text{ фм}^2.$$

Положим $\alpha_s = 0,5$ (см. п.3.1). Для собственного радиуса кварка тогда получается величина

$$\langle \tau^2 \rangle_q^{1/2} = 0,28 \text{ фм},$$

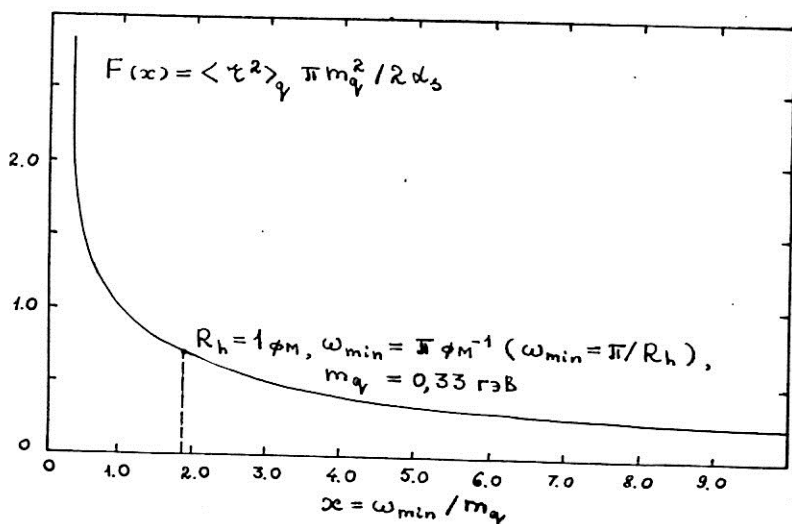
что согласуется с теми значениями, которые косвенным образом извлекаются из экспериментальных данных (см. "Введение в теорию кварков", стр. 46).

Теперь обратимся к оценке величины аномального магнитного момента кварка, возникающего из-за его взаимодействия с глюонным полем. Заимствуя соответствующее выражение прямо из квантовой электродинамики (см. ^{13/}стр. 510) (с дополнительным множителем $4/3$ перед α_s), для магнитного момента кварка имеем

$$\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \right),$$

где μ_0 - дираковский магнитный момент кварка. Из этого выражения видно, что аномальный магнитный момент кварка незначителен и составляет от нормального дираковского магнитного момента величину

*) Эта оценка соответствует минимальным собственным частотам ТМ и ТЕ мод глюонного поля в сферической полости (см. ^{13/}стр. 307). Для этих мод число π нужно заменить на собственные числа 4, 49 и 2,74 соответственно.



Зависимость радиуса кварка от минимальной частоты глюона.

ну не более 10%. Заметим, что учет следующих членов разложения по α_s вносит очень малую поправку в аномальный магнитный момент кварка, поскольку разложение производится не просто по степеням α_s , а по степеням $\alpha_s / \pi^{1/23}$. Таким образом, предположение о малости аномального магнитного момента кварка находит оправдание в квантовой хромодинамике, несмотря на наличие у кварков значительных собственных размеров.

Необходимо отметить, что вышеприведенные оценки имеют смысл лишь наводящих соображений. Они показывают лишь непротиворечивость квантовой хромодинамики тем "наивным" представлениям нерелятивистской кварковой модели, которые рассматривались нами ранее. На самом деле следовало бы решать задачу о величине размеров и магнитного момента кварка не в приближении свободного (внутри адрона) кварка, а связанного кварка в некотором потенциале заточения. Проблема инфракрасной расходимости тогда отпала бы сама собой.

4. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ

Квантовая хромодинамика не запрещает, вообще говоря, существование для мезонов и барионов помимо обычных кварковых струк-

тур $q\bar{q}$ и qqq также многокварковых структур типа^{/31-34/}
 $(qqq)^3 n (q\bar{q})^m$,

где n и m — целые числа $(0, 1, 2, \dots)$. Необходимо только, чтобы полная цветовая функция такой системы была цветовым синглетом.

Каким образом могут образоваться подобные состояния из обычных адронов?

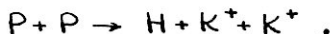
Пусть, например, сталкиваются два протона. Оба они являются цветовыми синглетами. Если их столкновение периферическое, то они почти изолированы друг от друга и не могут обменяться одним глюоном, поскольку их цветовые заряды равны нулю. Они взаимодействуют друг с другом, обмениваясь цветовыми синглетными состояниями: обычными адронами или редже-траекториями. Однако если протоны сблизятся настолько, что их объемы начнут перекрываться, то входящие в их состав кварки смогут обменяться глюоном. Поскольку глюон-цветовой октет, каждый из протонов перейдет в цветное октетное состояние, хотя вся система в целом, состоящая из шести кварков, останется в цветовом синглетном состоянии.

Такой внутренний переход протона при слиянии с другим протоном в цветное состояние и получил наименование "внутреннего цвета".

Интерес к исследованию экзотических состояний повысился после того, как были проведены расчеты для релятивистских многокварковых систем в мешках с учетом взаимодействия между кварками путем одноглюонного обмена^{/32-34/}. Неожиданным оказался результат, относящийся к шестикварковой системе с квантовыми числами $\Lambda\Lambda$ в унитарно $(SU(3))$ -синглетном состоянии^{/32/}. Оказалось, что такая система, названная H , должна иметь массу около 2150 МэВ и тем самым быть стабильной по отношению к распаду на два Λ -гиперона (сумма масс — 2231 МэВ)! Она должна быть узким резонансом, распадающимся слабым образом, в основном на два бариона, в отношениях:

$$(H \rightarrow \Sigma^- p) : (H \rightarrow \Sigma^0 n) : (H \rightarrow \Lambda n) = 6 : 3 : 1.$$

Подобного сорта система могла бы образоваться при столкновении двух протонов в сопровождении двух K^+ -мезонов:



В этой реакции ее и пытались обнаружить с помощью методики пропущенной массы при регистрации двух K^+ -мезонов. Поиски пока что

оказались безуспешными^{/35/}: если N имеет массу в интервале $2-2,5 \text{ ГэВ}/c^2$, то сечение образования такой системы $\sigma < 30-130 \text{ нб}$ (границы сечения зависят от предполагаемой массы N).

5. МОДЕЛИ С ЦЕЛЫМИ ЗАРЯДАМИ КВАРКОВ

До сих пор мы безоговорочно принимали для электрических зарядов цветных кварков дробные значения — такие же, как и в исходной кварковой модели Гелл-Манна-Цвейга. Однако модель цветных кварков допускает значительно большую свободу в выборе зарядов кварков, если отказаться от требования того, чтобы цветовая симметрия была абсолютно точной. На этом произволе основаны модели с целыми зарядами кварков, и мы сейчас кратко рассмотрим эти модели хотя бы ради того, чтобы провести с ними сравнение "ортодоксальной" модели с дробными зарядами.

Если учесть цветовые степени свободы, то для девяти зарядов цветных кварков Q_{qi} ($q = u, d, s$; $i = 1, 2, 3$) должны выполняться семь условий (см., например, ^{/35/}):

$$Q_{di} = Q_{si} = Q_{ui} - 1, \quad i = 1, 2, 3,$$

$$Q_{u1} + Q_{u2} + Q_{u3} = 2.$$

Эти условия получаются из правильных значений электрических зарядов для декаплета и октета барионов. Таким образом, два кварковых заряда, например Q_{u1} и Q_{u2} , остаются произвольными.

Обычный выбор зарядов кварков основан на дополнительном предположении о равенстве этих зарядов для всех кварков одного и того же сорта:

$$Q_{q1} = Q_{q2} = Q_{q3}, \quad q = u, d, s.$$

Однако можно распорядиться вышеуказанным произволом по-иному, так, чтобы заряды кварков оказались целыми ^{/I-3/}:

$$Q_{u1} = 0, \quad Q_{u2} = Q_{u3} = 1,$$

$$Q_{d1} = -1, \quad Q_{d2} = Q_{d3} = 0,$$

$$Q_{s1} = -1, \quad Q_{s2} = Q_{s3} = 0.$$

При таком выборе цветовая симметрия нарушается хотя бы электромагнитным образом. Более того, кварковые токи не сохраняют теперь электрический заряд. Например, ток $\bar{U}_1 \gamma_\mu U_2$

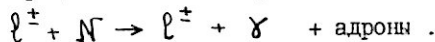
изменяет заряд на -1 . Для сохранения заряда необходимо, чтобы взаимодействующие с этими токами глюонные поля также несли на себе электрический заряд (в данном выше примере $+1$). Октет глюонных полей разбивается на нейтральные и заряженные. Глюоны в такой модели уже не могут быть безмассовыми.

Отметим, что средние заряды кварков данного сорта оказываются равными зарядам Гелл-Манна-Цвейга:

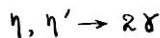
$$\begin{aligned} \langle Q_u \rangle &= \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 Q_{ui} = \frac{2}{3}, \\ \langle Q_d \rangle &= \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 Q_{di} = -\frac{1}{3}, \\ \langle Q_s \rangle &= \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 Q_{si} = -\frac{1}{3}. \end{aligned}$$

Поэтому в электромагнитных процессах, происходящих с обычными адронами при участии лишь одного фотона, нельзя различить модели с целыми и дробными зарядами кварков^{/37/}.

Задача непосредственного измерения зарядов кварков, находящихся внутри адронов, непростая. Для ее решения необходимо привлекать процессы с участием хотя бы двух фотонов, как, например, поляризуемость нуклонов, распад η - и η' -мезонов на два γ -кванта или процесс глубоконеупругого тормозного излучения при рассеянии энергичных электронов, позитронов или мюонов на нуклонах (обзор таких процессов см. в^{/35/}:



Изучение поляризуемости нуклонов^{/38/} и распадов^{/39,40/}



свидетельствует, казалось бы, в пользу дробных зарядов кварков. Однако может случиться так, что в этих процессах вклад цветной (октетной) части электромагнитного тока кварков сильно подавлен динамически из-за того, что массы кварков в цветовых несинглетных виртуальных промежуточных состояниях очень велики. В таком случае модели с дробными и целыми зарядами кварков вообще становятся неразличимыми ниже "цветного порога" - порога образования цветовых несинглетных состояний в свободном виде^{/41/}.

Несмотря на потерю в модели с целыми зарядами кварков привлекательных черт квантовой хромодинамики (безмассовости глюонов, например), она приобрела многих сторонников ввиду отсутствия в

ней дробных зарядов кварков. Особенно интенсивно эта модель развивалась в работах Салама и Пати^{/42/}. Исходной идеей этих работ служит объединение цветных кварков u, d, s, c и лептонов в единый мультиплет фундаментальных фермионов с целыми зарядами. При этом "четвертым" цветом считается лептонный заряд. Таблица фундаментальных фермионов имеет вид

$$\begin{bmatrix} u_1^0 & u_2^+ & u_3^+ & u_4^0 = \nu_e \\ d_1^- & d_2^0 & d_3^0 & d_4^- = e^- \\ s_1^- & s_2^0 & s_3^0 & s_4^- = \mu^- \\ c_1^0 & c_2^+ & c_3^+ & c_4^0 = \nu_\mu \end{bmatrix}$$

Она может быть продолжена "вниз", если ввести новые сорта кварков, b, t , и новые лептоны, τ и ν_τ . В такой модели все взаимодействия (сильное, электромагнитное и слабое) считаются имеющими одно и то же происхождение - калибровочные бозонные поля. Их различие связывается с различием масс соответствующих этим взаимодействиям бозонов, причем эти массы считаются возникающими из-за спонтанного нарушения калибровочной цветовой симметрии. В такой теории кварки и лептоны могут переходить друг в друга. Протон может распадаться на лептоны, но поскольку при этом на лептоны должны одновременно распадаться три кварка, такой переход будет сильно подавлен и время жизни протона оказывается очень большим - далеко за пределами установленной для него верхней границы.

Главное отличие модели с целыми зарядами кварков состоит в отсутствии в ней запрета на существование кварков и глюонов в свободном состоянии, но теперь они должны иметь целые заряды. Отметим, однако, возможную модификацию этой модели, основанную не на непрерывной $SU(3)$ цветовой группе, а на дискретной цветовой группе перестановок цветовых индексов кварков S_3 ^{/43/}. В такой модификации кварки не могут появляться в свободном состоянии, но возможны мезонные и барионные высшие (несинглетные) цветовые состояния.

Сторонники целочисленнозаряженных кварков утверждают, что наблюдающиеся так называемые τ -лептоны и есть такие кварки^{/44/}. Кроме того, они считают, что цветовые степени свободы проявляют себя явным образом в глубоконеупругих процессах рассеяния нейтрино^{/45/} и мюонов^{/46/} на нуклонах в области малых x , а также в бим-дамп-эксперименте^{/47/}.

6. Основные проблемы кварковой модели

Подведем краткий итог всей истории развития теории кварков.

Сначала кварки появились как некоторые математические объекты (и многие физики до сих пор считают их таковыми) – члены фундаментального триплета $SU(3)$ и рассматривались лишь как вспомогательное средство для упрощения выводов теории, основанной на унитарных $SU(3)$, $SU(6)$ -и т.п. симметриях. Однако уже после первых успехов аддитивной кварковой модели столкновения адронов кварки – эти робкие дети унитарной симметрии – сами стали приобретать самостоятельное значение. Глубоконеупругие процессы воочию указали на присутствие внутри адронов жестких компонент, которые естественно отождествлялись с кварками. С этого момента, правда, кварковая модель сама раздвоилась и превратилась в две модели: модель нерелятивистских составляющих кварков, из которых строятся неподвижные адроны, и модель релятивистских токовых кварков, привлекаемая тогда, когда эти же самые адроны участвуют в глубоко-неупругих столкновениях при высоких энергиях. Конструктивной связи между этими двумя моделями мы пока что не имеем. Возможно, что нерелятивистская модель вообще должна быть отброшена и заменена релятивистской моделью токовых кварков в мешках. Но жалко выбрасывать инструмент, который так хорошо действует!

Открытие нового семейства частиц: J/ψ – мезонов – подтвердило существование тяжелых чармированных кварков, о необходимости которых не уставали говорить теоретики. Недавнее открытие нового семейства Υ – мезонов означает, скорее всего, существование еще более тяжелых b – кварков. По-видимому, процесс открытия новых узких векторных резонансов на этом не остановится.

Все эти экспериментальные подтверждения кварковой модели поставили в то же время серьезную задачу создания на основе этой модели уже "настоящей теории" адронов и их взаимодействий.

С самого момента возникновения кварков в теории их дробные заряды указывали на то, что это необычные частицы. По-видимому, из-за этого своего "недостатка" они никогда не появляются в одиночку, но всегда лишь группами по три или в паре с антикварком.

Длительное время теоретиками не использовалась цветовая степень свободы кварков. Бурное развитие теории калибровочных полей привело к тому, что в настоящее время на основе цветовой симметрии создается "настоящая теория" сильных взаимодействий – квантовая

хромодинамика. Кварки приобрели переносчиков своего взаимодействия — цветные безмассовые глюоны. Наблюдение глюонных струй при аннигиляции встречных электрон-позитронных колец в неявном виде указывает на существование в адронах таких объектов.

Каковы основные проблемы, остающиеся нерешенными в теории кварков и глюонов?

Основной проблемой является заточение кварков и глюонов — цветных объектов внутри адронов. Без ее решения кварковую модель с безмассовыми глюонами нельзя считать внутренне согласованной. В связи с этой проблемой, но также и независимо от нее, велик интерес к экспериментальной проверке ряда предсказаний квантовой хромодинамики: существование кварковых и особенно глюонных струй, существование экзотических $q^2 \bar{q}^2$ и q^6 связанных состояний (правда, сам вывод об их существовании зависит от модели "мешков"), существование связанных состояний глюонного поля без кварков — "глюоболов". Существование кварковых и глюонных струй можно считать установленным, хотя очень важное значение имеет дальнейшее изучение глюонных струй с целью более строгого установления свойств порождающих эти струи глюонов, в частности их углового момента. Важное значение имеет также более тщательная проверка отклонений от самоподобного ("скейлингового") поведения глубокоэластичных лептон-адронных процессов, предсказываемых квантовой хромодинамикой.

Второй важной проблемой является вопрос о количестве различных сортов кварков. По-видимому, это количество должно быть не слишком велико, иначе будет утрачена асимптотическая свобода. Согласно приведенным выше аргументам оно не должно превышать число 16. По поводу спектра масс кварков имеются различные предположения /48-52/, однако ни одно из них серьезно не обосновано. Любопытно, что для странного, чармированного и b -кварков выполняется простое правило /48, 49/

$$\frac{m_c}{m_s} (\approx \frac{m_{\psi/\psi}}{m_\phi}) \approx \frac{m_b}{m_c} (\approx \frac{m_{\chi}}{m_{\psi/\psi}}) \approx 3.$$

На основе этого правила для массы следующего, t -кварка предсказывается масса около 15 ГэВ и существование векторного мезона с массой около 30 ГэВ. Пока что в этом районе энергий новых узких резонансов в e^+e^- -аннигиляции на установке PETRA (Гамбург) не найдено. Если все же воспользоваться этим простым правилом, то для массы "последнего", 16-го кварка получится оценка

$$m_{16} \approx 3^{13} m_s \approx 10^6 \text{ ГэВ.}$$

Такой кварк будет в миллион раз тяжелее протона, но частицы, включающие в себя этот кварк, должны быть, тем не менее, очень узкими резонансами!

Наконец, третьей фундаментальной проблемой является вопрос: почему цветовых степеней свободы три? Ясно, что три – это минимальное число, нужное для нетривиальной неабелевой цветовой симметрии со свойствами, подходящими для описания сильных взаимодействий. Можно, конечно, постулировать этот факт и создавать на его основе динамическую теорию – квантовую хромодинамику. Но следует обратить внимание на абсолютное совершенство цветовой симметрии, не нарушаемой никаким взаимодействием и, более того, не нарушаемой даже спонтанным образом. Этим она принципиально отличается от остальных внутренних ("ароматических") симметрий. Представляются не бессмысленными размышления о природе такого "божественного" совершенства цветовой симметрии. (Все это справедливо, конечно, если стоять на "ортодоксальной" точке зрения, считая заряды кварков дробными, глюоны безмассовыми, и верить в справедливость "догмата" о заточении цветных объектов внутри бесцветных адронов. Другая, "еретическая", точка зрения, согласно которой заряды кварков целые, глюоны массивны, и те, и другие могут существовать в свободном состоянии, – приравнивает цветовую симметрию к обычным внутренним симметриям и выглядит "более земной").

Помимо фундаментальных проблем в теории кварков остается нерешенным еще большое множество "прозаических" вопросов:

Почему так успешно работает нерелятивистская модель составляющих кварков?

Как установить связь между составляющими и токовыми кварками?

Каковы собственные размеры кварков?

Каков истинный механизм смешивания странных и нестранных кварков? Как решается проблема η - η' и ω - φ - смешивания?

Как описать спектры барионных и мезонных резонансов? В частности, почему в барионном спектре первое радиальное возбуждение ($I470$) лежит ниже орбитальных, а также почему в этом спектре отсутствует L - S -связь?

И т.д.

Нет гарантии, что какой-либо из этих вопросов не вырастет в "настоящую проблему", и поэтому усилия, направленные на решение этих вопросов, вполне оправданны.

В заключение несколько слов об экспериментальных поисках кварков в свободном состоянии. Несмотря на то, что свободные дробно-заряженные кварки сейчас теоретикам "не нужны", экспериментаторы их настойчиво ищут. В экспериментах на ускорителях получены отрицательные результаты с указанием верхней границы для масс кварков и сечений их образования (см. обзор^{/53/}):

$$\begin{aligned} \sigma_q &< 10^{-34} \text{ см}^2 \text{ для } m_q \sim 20 \text{ ГэВ,} \\ &< 10^{-38} \text{ см}^2 \text{ для } m_q \sim 10 \text{ ГэВ.} \end{aligned}$$

Однако в некоторых опытах^{/54/} типа милликеновского эксперимента были обнаружены остаточные дробные заряды $\pm e/3$ в сверхпроводящих ниобиевых шариках массой $\sim 10^{-4}$ г, подвешенных в магнитном поле, хотя в других экспериментах такого рода^{/55,56/} подобных остаточных зарядов не наблюдалось. Если экспериментаторы снимут "защиту" с кварков и освободят их из "адронной тюрьмы", то теоретикам многое придется пересмотреть в своих исходных положениях.

С другой стороны, целозаряженным кваркам, казалось бы, ничто не запрещает появляться в свободном состоянии. Как упоминалось выше, некоторые из теоретиков утверждали^{/44/}, что такие кварки уже наблюдались "под видом τ -лептонов". Но тогда последние должны сильно взаимодействовать с ядерной материей.

Во всяком случае, вопрос о зарядах кварков нельзя считать в настоящее время окончательно решенным, и его решение также представляет собой фундаментальную проблему.

Литература

1. Боголюбов Н.Н. и др. ОИЯИ Д-1968, Р-2141, Дубна, 1965; Струминский Б., Тавхелидзе А. В сборнике: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц (рец. Шелест В.П.). "Наукова Думка", Киев, 1967, с. 625.
2. Miyamoto Y. Progr.Theor. Phys.Suppl., 1965, Extra Number, p.187.
3. Han M.-Y., Nambu Y. Phys.Rev., 1965, B139, p.1006.
4. Greenberg O.W. Phys.Rev.Lett., 1964, 13, p.598.
5. Говорков А.Б. ОИЯИ Е2-3003, Дубна, 1966.
6. Ohnuki Y., Kametuchi S. Prog. Theor. Phys., 1973, 50, p.50.
7. Fritzsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H. Phys. Lett., 1973, B47, p.365.

8. Adler S.L. *Phys.Rev.*, 1969, 177, p.2426.
9. Bell J.S., Jackiw R. *Nuovo Cim.*, 1969, A60, p.47.
10. Okubo S. In: *Symmetries and Quark Models* (ed. Cand R.), Gordon-Breach, N.Y., 1970, p.59.
11. Nambu Y. In: *Preludes in Theoretical Physics* (eds. De-Shalit A., Feshbach H., Van Hove L.). North-Holland, Amsterdam, 1966, p.133.
12. Марков М.А. В сборнике: Труды Международного семинара "Векторные мезоны и электромагнитные взаимодействия"; ОИЯИ, Дубна, 1969, с. II.
13. Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей, "Наука", М., 1978.
14. Gross D.J., Wilczek F.W. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, 30, p.1343.
15. Politzer H.D. *Phys.Rev.Lett.*, 1973, 30, p.1346;
Phys.Rep., 1974, 14C, p.129.
16. Берестецкий В.Б. УФН, 1976, 120, с. 439.
17. Field R.D. In: Proc. 19th Intern.Conference on High Energy Physics (eds. Homma S., Kawaguchi M., Miyazawa H.). Physical Society of Japan, Tokyo, 1979, p.743.
18. Kogut J., Susskind L. *Phys.Rev.*, 1974, D9, p.3501.
19. Wilson K. *Phys.Rev.*, 1974, D10, p.2445.
20. Appelquist T., et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.768.
21. Barber D.P., et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1979, 43, p.830;
Berger Ch., et al. *Phys.Lett.*, 1979, 86B, p.418;
Braunschweig W., et al. *Phys.Lett.*, 1979, 86B, p.243.
22. Heimlich F.H., et al. *Phys.Lett.*, 1979, 86B, p.399;
Berger Ch., et al. *Phys.Lett.*, 1979, 82B, p.449.
23. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, изд. 3-е, "Наука", М., 1969.
24. Cheng T.P., James P.B. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 34, p.917.
25. De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L. *Phys.Rev.*, 1975, D12, p.147.
26. Celmaster W., Georgi H., Machacek M. *Phys.Rev.*, 1977, D17, p.879.
27. Carlitz R.D., Ellis S.D., Savit R. *Phys. Lett.*, 1977, 68B, p.443.
28. Fritzsch H., Minkowski P. *Nuovo Cim.*, 1975, 30A, p.393.
29. Я.Б.Зельдович, УФН, 1965, 86, с. 303.
30. Kuti J. In: Proc. 1977 CERN-JINR School of Physics, CERN 77-18, Geneva, 1977, p.79.
31. Rosenzweig C. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.697.

32. Jaffe R.J. Phys.Rev., 1977, D15, p.267; Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.195.
33. Aerts A.Th. M., et al. Phys.Rev., 1978, D17, p.260.
34. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Cim., 1978, 45A, p.257.
35. Carroll A.S. et al. Phys.Rev. Lett., 1978, 41, p.777.
36. Говорков А.Б. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 1056.
37. Lipkin H.J. Phys.Rev.Lett., 1972, 28, p.63.
38. Дёгтев В.И., Петрунькин В.А. Вопросы атомной науки и техники; серия Общая и ядерная физика, Харьковский физ.-тех. ин-т, АН УССР, 1978, вып. I(I), с. 18.
39. Chanowitz M.S.Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.977.
40. Binnie D.M., Carr J., Debenham N.C., et al., Phys.Lett., 1979, 83B, p.141.
41. Lipkin H.J. Phys.Lett., 1979, B85, p.236.
42. Pati J.C., Salam A. Phys.Rev., 1973, D8, p.1240, 1974, D10, p. 275; 1975, D11, p.703; Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.661.
43. Говорков А.Б. ОИЯИ, P2-587I, Дубна, 197I.
44. Pati J.C., Salam A., Sakakibara S. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1229.
45. Tsai S.Y., Somekawa Y., Prog.Theor.Phys., 1978, 60, p.1104.
46. Lehman E. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.869.
47. Pati J.C., Salam A. Nucl. Phys., 1978, B144, p.445.
48. Jenkovszky L.L. Препринт ИТФ-78-50Е, Киев, 1978.
49. Zee A. Phys.Rev., 1978, 18D, p.2600.
50. Bjorken J.D. Preprint SLAC-PUB-2195, Stanford, 1978.
51. Aubrecht II G.I., Scott D.M. Preprint Columbus, C00-1545-247, 1978.
52. Kalman C.S. Lett. Nuovo Cim., 1979, 24, p.318.
53. Jones L.M. Rev.Mod.Phys., 1977, 49, p.717.
54. La Rue G.S., Fairbank W.M., Hebard A.F. Phys.Rev.Lett. 1977, 38, p.1011; 1979, 42, p.142.
55. Gallinaro G., Marinelli M., Morpurgo G. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1255.
56. Bland R. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.369.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1980 года.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
ПРЕДИСЛОВИЕ	3
I. <u>Цветные кварки</u>	3
I.1. Цветовая степень свободы кварков	7
I.2. Цветовая $SU(3)^C$ -симметрия	7
2. <u>Квантовая хромодинамика</u>	10
2.1. Глюоны	10
2.2. Квантовая хромодинамика	12
3. <u>Модель нерелятивистских цветных кварков</u>	17
3.1. Межкварковый потенциал. Приближение одно- глюонного обмена	17
3.2. Спин-спиновое взаимодействие и октет-декаплет- ное расщепление масс барионов. Разность масс Σ^0 и Λ	20
3.3. Основные состояния мезонов	24
3.4. Проблема η - η' и ω - φ смешивания. Анниги- ляционное взаимодействие	25
3.5. Размеры кварков и аномальный магнитный момент	27
4. <u>Экзотические состояния</u>	28
5. <u>Модели с целыми зарядами кварков</u>	31
6. <u>Основные проблемы кварковой модели</u>	34

Цена 50 коп.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Заказ 27636. Тираж 250. Уч.-изд. листов 2,5.

Редактор Н.Н.Зрелова.

Макет Р.Д.Фоминой.

Подписано к печати 11.2.80 г.