

539.1
В85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике

5 сессия

Конспект лекций на тему:

«НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ
ЯДРА»

Часть II

Л. Б. ОКУНЬ

АДРОНЫ И КВАРКИ

МОСКВА — 1974

539.1

B85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике
5 сессия Конспекты лекций на тему:

"НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ
ТЕОРИИ ЯДРА"

Часть II

Л.Б. ОКУНЬ

АДРОНЫ И КВАРКИ



Москва - 1974 г.

587744

ВВЕДЕНИЕ

Эти лекции посвящены теоретическим ожиданиям новых адронов. Мы проанализируем аргументы в пользу существования этих частиц. Все рассмотрение будет основано на составной модели сильно взаимодействующих частиц.

Со времени первой теоретической работы, посвященной составной модели, прошло четверть века. За это время составные модели охватили широкий круг явлений и позволили навести в нем относительный порядок. Достаточно упомянуть об успешной классификации адронов, об установлении свойств симметрии слабых взаимодействий. Составные модели послужили источником таких направлений, как алгебра токов или картина партонів. При этом происходило, разумеется, последовательное совершенствование и модификация моделей. Начав с изотопической симметрии, они включили в себя

$SU(3)$ – симметрию с ее двумя надстройками, одна из которых – нерелятивистская $SU(6)$ – описывает спектр резонансов (структурные кварки), а другая – экстремально релятивистская $SU(3)_L \times SU(3)_R$ описывает свойства киральных токов (токовые кварки). Особенно важным поворотным моментом было обращение к локальным симметриям и реализующим их полям Янга-Миллса. Происходящая в этом направлении работа может привести к плодотворному синтезу ряда идей. По существу, кварковые модели стали сегодня

тем полигоном, на котором испытываются и проверяются почти все новые теоретические идеи, относящиеся к адронам.

Взаимобогащающим было и взаимодействие с экспериментом. С одной стороны, эксперименты подтвердили целый ряд предсказаний составных моделей, таких например, как предсказание целого ряда частиц (от η -мезона до Ω^- -гиперона) или совокупности правил отбора слабых распадов адронов. С другой стороны, ряд экспериментальных результатов поставил вопрос о необходимости модифицировать модели, вводя в них новые степени свободы. В частности, отсутствие на опыте нейтральных токов с изменением странности требует, по-видимому, введения четвертого кварка и перехода от $SU(3)$ -симметрии к $SU(4)$. Если эта интерпретация экспериментальных фактов правильна, то мы стоим на пороге "демографического взрыва" в мире адронов: в ближайшие годы ускорители принесут нам десятки так называемых суперзаряженных или очарованных частиц с весьма необычными свойствами. Массы этих частиц, образующих с обычными частицами $SU(4)$ -мультиплеты, должны быть порядка нескольких Гэв и вряд ли они тяжелее десятка Гэв. Если такие частицы не будут обнаружены, то это заставит внести серьезные изменения в существующие теоретические представления.

Другое обобщение известных симметрий адронов связа-

но с цветными кварками и цветовой симметрией. Введение цветных кварков снимает трудность с неправильной связью между спином и статистикой кварков в рамках нерелятивистской $SU(6)$ -симметрии. Цветовые степени свободы дают возможность построить калибровочно-инвариантную теорию сильного взаимодействия, которая при больших энергиях и переданных импульсах обладает так называемой асимптотической свободой. Наконец, цветные кварки, в отличие от обычных, могут обладать целочисленными электрическими и барионными зарядами и поэтому могли бы распадаться на обычные частицы. Это могло бы объяснить отрицательные результаты поисков кварков на ускорителях и в окружающем нас стабильном веществе. Однако, цветовая симметрия, возможно, указывает на другие, более интересные с теоретической точки зрения объяснения отсутствия кварков в природе: надежда заключается в том, чтобы сделать все частицы, обладающие цветовыми зарядами, физически ненаблюдаемыми. Во всяком случае, простые качественные соображения приводят к выводу о том, что цветные частицы должны быть значительно тяжелее обычных бесцветных частиц и могут принадлежать совершенно новой шкале масс.

В первой части курса мы познакомимся с суперзаряженными и цветными частицами и соответствующими глобальными симметриями. Вторая часть, которая выйдет позднее, бу-

дет посвящена обсуждению локальной реализации этих симметрий. В частности, в ней мы рассмотрим перенормируемые модели слабого взаимодействия, основанные на идее спонтанного нарушения симметрии.

Лекция 1.СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЧЕТВЕРТЫЙ
КВАРК.

Как известно, модель трех кварков хорошо описывает $SU(3)$ -мультиплеты известных адронов. Сегодня уста- новлено существование ~ 30 мезонных изотопических мультиплетов типа $q\bar{q}$ и ~ 50 барионных типа qqq , где $q = (p, n, \lambda)$. Никаких указаний на существование четвертого кварка в сильных взаимодействиях нет. Тем не менее, четвертый кварк и содержащие его адроны многим кажутся сегодня необходимыми. Нужны они для решения ряда трудностей, возникающих в слабых взаимодействиях.

Напомним, что наряду с двумя дублетами лептонов $E = (\nu_e, e)$ и $M = (\nu_\mu, \mu)$, в слабом взаимодействии участвует дублет кварков $N = (p, n^\theta)$, где p - протонный кварк, а: n^θ - известная кабиббовская суперпозиция n и λ - кварков: $n^\theta = p \cos \theta + \lambda \sin \theta$, угол Кабиббо $\theta \sim 1/4$. При построении перенормируемых теорий слабого взаимодействия, основанных на идее спонтанно нарушенной калибровочной симметрии, которые мы обсудим в последующих лекциях, необ-

ходимо, чтобы лагранжиан слабого взаимодействия был инвариантен относительно преобразований в изотопическом пространстве частиц, участвующих в слабом взаимодействии. Очевидно, что это изотопическое пространство имеет мало общего с обычным изотопическим пространством сильного взаимодействия. (Последнее не содержит лептонов, λ - кварк является в нем синглетом, а p , n - кварки образуют дублет). Чтобы отличить изотопическую симметрию слабого взаимодействия, мы обозначим ее $SU(2)_W$. Инвариантность относительно $SU(2)_W$ требует, в частности, чтобы в лагранжиан слабого взаимодействия, наряду с заряженным током

$$j^+ = \bar{E}\tau^+E + \bar{M}\tau^+M + \bar{N}\tau^+N = \bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_\mu \mu + \bar{p}n \cos \theta + \bar{p}\lambda \sin \theta,$$

входил нейтральный ток:

$$j_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{E}\tau_3E + \bar{M}\tau_3M + \bar{N}\tau_3N) = \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_e \nu_e - \bar{e}e + \bar{\nu}_\mu \nu_\mu - \bar{\mu}\mu + \bar{p}p - \bar{n}^\theta n^\theta).$$

Последнее слагаемое в этом токе может быть записано в виде:

$$\bar{n}^\theta n^\theta = \bar{n}n \cos^2 \theta + \bar{\lambda}\lambda \sin^2 \theta + (\bar{n}\lambda + \bar{\lambda}n) \sin \theta \cos \theta$$

Квадрат нейтрального тока $j_3 j_3$, возникающий за счет обмена нейтральными Z^0 -бозонами, приводит к целому ряду новых эффектов. Некоторые из них, по-видимо-

му, подтверждаются опытом, другие на опыте отсутствуют. (Именно борьба с последними требует включения в модель четвертого кварка).

Наиболее ярким опытом, говорящим в пользу теории, является недавнее открытие нейтральных токов в камере Гаргамелль в нейтринном пучке ЦЕРН. Первые данные показывают, что сечения реакций

$\nu_{\mu} + \text{нуклон} \rightarrow \nu_{\mu} + \text{адроны}$ и $\bar{\nu}_{\mu} + \text{нуклон} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + \text{адроны}$ составляют соответственно $0,21 \pm 0,03$ и $0,45 \pm 0,09$ от сечений реакций, обусловленных заряженными токами:

$\nu_{\mu} + \text{нуклон} \rightarrow \mu^{-} + \text{адроны}$ и $\bar{\nu}_{\mu} + \text{нуклон} \rightarrow \mu^{+} + \text{адроны}$. Реакции обнаруженные в ЦЕРН^е, должны идти за счет членов, сохраняющих странность:

$(\bar{\nu}_{\mu} \nu_{\mu})(\bar{p} p)$, $(\bar{\nu}_{\mu} \nu_{\mu})(\bar{n} n)$ и $(\bar{\nu}_{\mu} \nu_{\mu})(\bar{\lambda} \lambda)$, существование которых предсказывается теорией.

С другой стороны, теория в ее наиболее простом варианте предсказывает также существование взаимодействий с изменением странности

$(\bar{\nu}_e \nu_e + \bar{\nu}_{\mu} \nu_{\mu})(\bar{n} \lambda + \bar{\lambda} n)$,
 $(\bar{e} e + \bar{\mu} \mu)(\bar{n} \lambda + \bar{\lambda} n)$, $(\bar{n} \lambda)(\bar{n} \lambda) + (\bar{\lambda} n)(\bar{\lambda} n)$.

Первое из этих взаимодействий должно приводить к процессам типа $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ или $\Sigma^{+} \rightarrow p \nu \bar{\nu}$,

второе - к процессам типа $K_L \rightarrow \bar{\mu} \mu$, или

$K \rightarrow \pi \bar{e} e$, $K \rightarrow \pi \bar{\mu} \mu$. Наконец, третье - нелептон -

ное - взаимодействие должно приводить к переходам

$K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и, следовательно, давать вклад в разность

масс K_L и K_S - мезонов Δm_{LS} . При этом величины всех этих эффектов должны были бы быть на много порядков больше, чем это допускает опыт. В частности, ширины распадов типа $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ e \bar{e}$

и $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu \bar{\mu}$ были бы примерно того же порядка, что и $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$, ширина распада $K_L \rightarrow \bar{\mu} \mu$ порядка ширины $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$, а разность масс Δm_{LS} была бы порядка $G m_\pi^3 \sim 10^{-5} (m_\pi/m_p)^3 m_p \sim \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$. На опыте же

$$\Gamma(K_L \rightarrow \bar{\mu} \mu) / \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu) \approx 4 \cdot 10^{-9}$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) \leq 3 \cdot 10^{-5}$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e \bar{e}) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) \leq 1 \cdot 10^{-5}$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu \mu) / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) \leq 5 \cdot 10^{-5}$$

$$\Delta m_{LS} \sim \frac{1}{2} G^2 m_\pi^5 \sim \frac{1}{2} 10^{-10} (m_\pi/m_p)^5 m_p \sim 0,5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$$

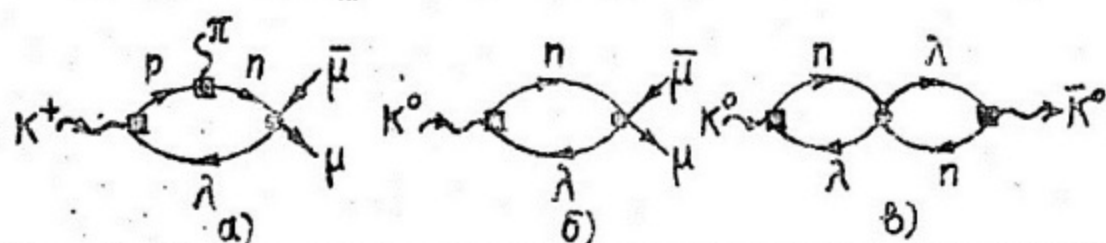


Рис. 1. Диаграммы некоторых из запрещенных на опыте процессов. \blacksquare означает сильное взаимодействие, \circ - слабое взаимодействие. Линия, изображающая частицу, идущую вслять по времени (\leftarrow) описывает движение античастицы.

Как можно преодолеть эту трудность, введя четвертый кварк? Добавим к дублетам E, M и N дублет $N' = (p', \lambda^\theta)$. Здесь p' — четвертый кварк, обладающий теми же зарядами, что и протонный кварк: $Q_{p'} = Q_p$, $V_{p'} = V_p$, где Q — электрический, а V — барионный заряды, а λ^θ — суперпозиция n и λ , ортогональная суперпозиции $n^\theta : \lambda^\theta = -n \sin \theta + \lambda \cos \theta$. Потребуем, чтобы в слабые адронные токи дублеты N и N' входили симметрично:

$$j_h^+ = \bar{p} n^\theta + \bar{p}' \lambda^\theta = \bar{p} n \cos \theta + \bar{p} \lambda \sin \theta - \bar{p}' n \sin \theta + \bar{p}' \lambda \cos \theta =$$

$$= (\bar{p} \cos \theta - \bar{p}' \sin \theta) n + (\bar{p} \sin \theta + \bar{p}' \cos \theta) \lambda \equiv \bar{p}^\theta n + \bar{p}'^\theta \lambda$$

$$j_h^3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{p} p - \bar{n}^\theta n^\theta + \bar{p}' p' - \bar{\lambda}^\theta \lambda^\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{p} p + \bar{p}' p' - \bar{n} n - \bar{\lambda} \lambda)$$

В результате члены типа $(\bar{n} \lambda + \bar{\lambda} n)$ скомпенсировались, исчезли, а с ними исчезли и все наши неприятности. По существу здесь нам четвертый кварк p' понадобился только для того, чтобы изотопически симметрично

ным образом ввести в слабый ток член $\bar{\lambda}^{\theta} \lambda^{\theta}$. Сам кварк p' никаких непосредственных компенсирующих функций в токе не несет. Однако, в высших порядках по слабому взаимодействию, четвертый кварк начинает "работать" непосредственно. Это видно из выражения для заряженного тока, в котором n и λ взаимодействуют с двумя ортогональными друг другу комбинациями p^{θ} и p'^{θ} и потому никогда не могут превращаться друг в друга, если только сильные взаимодействия не перемешивают p^{θ} и p'^{θ} .

Перемешивание p^{θ} и p'^{θ} было бы строго запрещено, если массы p и p' были бы равны, а их сильные взаимодействия одинаковы, т.е. если бы сильные взаимодействия были инвариантны относительно $SU(2)$ - преобразования над изоспинором (p, p') . Такая дополнительная инвариантность сильного взаимодействия необходима - что очень важно - для того, чтобы не нарушить и перенормируемость слабого взаимодействия. Таким образом, исходный лагранжиан, до введения нарушения симметрии, должен быть строго инвариантен относительно изогруппы p, p' . Но в сочетании с $SU(3)$ - инвариантностью сильного взаимодействия (симметрией между p, n и λ - кварками), симметрия между p и p' приводит к $SU(4)$ - инвариантности исходного сильного взаи-

действия.

К аналогичным выводам о существовании ρ' и $SU(4)$ - симметрии мы бы пришли и в том случае, если бы не потребовали с самого начала перенормируемости слабого взаимодействия и не записали нейтральный адронный ток с помощью каибббовского изодублета $N = (\rho, n^{\theta})$. Даже если в исходном слабом токе нет члена $\bar{n}\lambda + \bar{\lambda}n$, переходы $n \leftrightarrow \lambda$ эффективно возникнут во втором порядке теории возмущений (см. рис. 2).

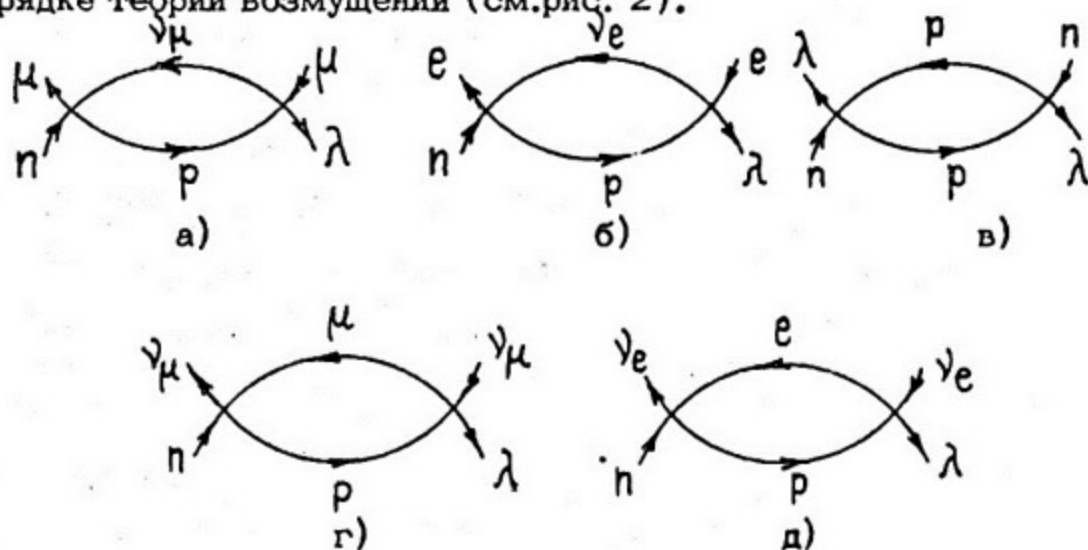


Рис. 2. Диаграммы второго порядка теории возмущений, дающие переходы, эффективно эквивалентные тем, которые дает нейтральный ток с изменением странвости.

Диаграммы рис. 2 квадратично расходятся и равны $AG^2\Lambda^2$, где Λ - параметр обрезания, а A - безразмерный численный множитель. $A = A_0 = 2/3\pi^2$ для первых трех диаграмм рис. 2 и $A = A_2 = 2/\pi^2$ для двух последних диаграмм.

грамм. Индексы 0 и 2 указывают на то, чему равен суммарный фермионный заряд F для петли. (Мы определяем $F = 1$ для частиц и $F = -1$ для античастиц. По определению, частицы входят в слабый ток левыми компонентами, а античастицы — правыми). Из сравнения вклада этих диаграмм в обсужденные выше запрещенные процессы следует, что величина

$\Lambda \lesssim 1$ Гэв для перехода

$$p\bar{\lambda} \rightarrow \lambda\bar{p}, \quad \Lambda \lesssim 13 \text{ Гэв для перехода}$$

$$p\bar{\lambda} \rightarrow \bar{\mu}\mu, \quad \Lambda \lesssim 10^2 \text{ Гэв для переходов}$$

$$p\bar{\lambda} \rightarrow \bar{e}e \text{ и } p\bar{\lambda} \rightarrow \bar{\nu}\nu. \text{ Учитывая свойства}$$

сильных взаимодействий, выражаемые алгеброй токов, можно показать, что сильные взаимодействия не обрезают квадратичные расходимости диаграмм рис. 2. Алгебра токов по существу эквивалентна тому, что виртуальные сильные взаимодействия можно не учитывать, поскольку совокупность всех возможных адронных диаграмм при высоких энергиях и переданных импульсах ведет себя как скелетная диаграмма с голыми кварками. Более высокие порядки слабого взаимодействия, казалось бы могли, привести к обрезанию лишь при таких значениях Λ , что $G\Lambda^2 \gtrsim 1$. Таким образом, и в случае обычного четырехфермионного взаимодействия слабых заряженных токов мы приходим к выводу о необходимости компенсации нежелательных эффектов.

Является ли, однако, это заключение в данном случае

столь же незыблемым, как и в случае перенормируемой теории, обсужденной в начале лекции? Конечно, нет. Строго говоря, мы не имеем права в случае неперенормируемой теории, какой является теория четырехфермионного взаимодействия, ограничиваться лишь низшими порядками теории возмущений, не рассматривая сразу всю сумму диаграмм. Эффективный вклад этих диаграмм мог бы свестись к тому, что величина Λ оказалась бы много меньше, чем $G^{-1/2}$, в частности, могло бы оказаться, что Λ порядка внешнего импульса, текущего через петли на рис. 2. На то, что это может быть так, указывает аналогия между первыми тремя диаграммами на рис. 2 и диаграммой поляризации вакуума фотоном (рис. 3).

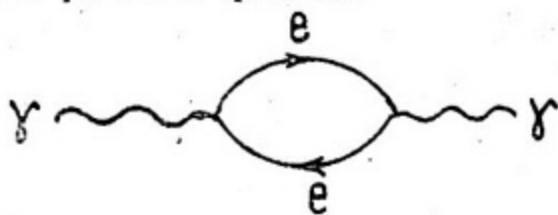


Рис. 3. Поляризация электронно-позитронного вакуума фотоном. Аналогичные диаграммы существуют и для других частиц: μ , p и т.д.

В силу градиентной инвариантности квантовой электродинамики, квадратичной расходимости в этом случае нет: вклад петли рис. 3 пропорционален $(q^2 \delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) e^2 n \Lambda$ где q - 4-импульс фотона. (Если бы при $q^2 \rightarrow 0$ поляризация вакуума дала ненулевой вклад ($\sim e^2 \Lambda^2$), то у фотона возникла бы масса $\sim e \Lambda$). Можно показать,

что в четырехфермионной $V-A$ теории петли с $F=0$ имеют структуру, очень похожую на структуру электромагнитной поляризации вакуума. (После преобразования Фирца видно, что единственное различие между этими диаграммами заключается в том, что вместо γ_α входит $\gamma_\alpha(1+\gamma_5)$ что при импульсах, много больших масс частиц, не должно быть существенным). Поэтому для эффектов типа $K_L \rightarrow \bar{\mu}\mu$, $K \rightarrow \pi \bar{\mu}\mu$, $K \rightarrow \pi \bar{e}e$ и $\Delta m_{L,S}$, обусловленных первыми тремя графиками рис. 2, можно было бы ожидать, что в четырехфермионной теории квадратичных расходимостей не будет. Этого нельзя, однако, сказать о процессах типа $K \rightarrow \pi \bar{\nu}\nu$ *) , обусловленных графиками 2г и 2д. В этих последних $F=2$ и никакой аналогии с поляризацией вакуума не возникает.

Если предположить, что существуют p' -кварки и сильное взаимодействие симметрично относительно p и p' , то вклад p' -кварков в слабый ток приводит к компенсации расходимостей в петлях рис. 2. Например, взаимно уничтожаются две диаграммы рис. 4:

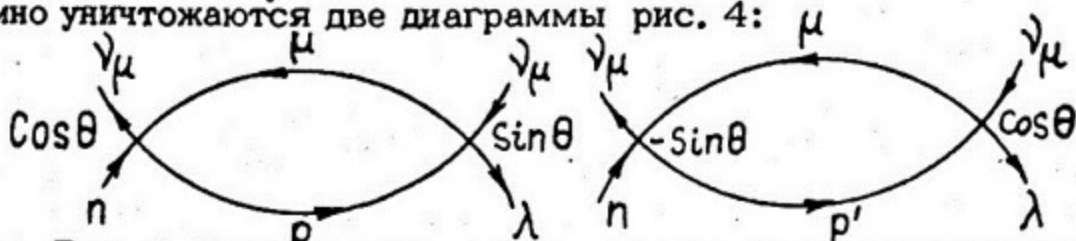


Рис. 4. Вклады этих диаграмм взаимно компенсируются.

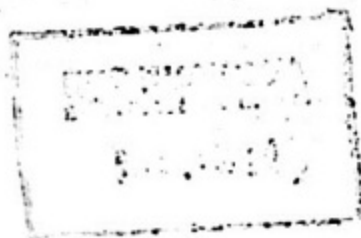
*) Я благодарен В.И.Захарову за это замечание.

Аналогичная компенсация имеет место для остальных диаграмм рис. 2. Так, например, в случае перехода $n\bar{\lambda} \rightarrow \lambda\bar{n}$ взаимно компенсируются вклады четырех диаграмм, содержащих виртуальные пары: $p\bar{p}$, $p\bar{p}'$, $p'\bar{p}$, $p'\bar{p}'$.

Нельзя ли добиться зануления нежелательных диаграмм не вводя четвертого кварка? Ряд безуспешных попыток сделать это зафиксирован в литературе. Последняя из них — так называемые псевдокабиббовские токи. Идея заключается в том, чтобы "развязать" токи без изменения и с изменением странности, оставив для первого форму $V-A$, и приняв для второго форму $V+A$:

$$j_h^+ = \bar{p}(1-\gamma_5)\gamma_\alpha n \cos\theta + \bar{p}(1+\gamma_5)\gamma_\alpha \lambda \sin\theta$$

При этом протонные кварки входят в эти два тока разными спиральными компонентами и во всех диаграммах рис. 2 квадратичные расходимости исчезают, т.к. при импульсах виртуальных протонов, много больших их масс, переход левых спиральностей в правые стремится к нулю. Однако, такая схема предсказывает, если учесть симметрию $SU(3)$ сильного взаимодействия, неправильные знаки угловых распределений продуктов распада поляризованного Λ -гиперона, грубо противоречащие опыту. В то же время обычная схема (когда оба тока $V-A$) предсказывает корреляции, прекрасно согласующиеся с экспериментом. Поэтому



584444

идея псевдокабиббовского тока не проходит.

Итак, данные по нейтральным токам с изменением странности указывают на желательность введения четвертого кварка в рамках четырехфермионной теории слабого взаимодействия и требуют введения четвертого кварка в рамках перенормируемой теории слабого взаимодействия. Поучительно вспомнить, как четверть века тому назад последовательное проведение идеи перенормировок в квантовой электродинамике позволило развить теорию возмущений, результаты которой находятся в поразительном согласии с опытом. Тогда произошла как бы "бескровная революция": трудности с расходимостями, которые в течение двух предшествовавших десятилетий интерпретировались как указание на необходимость коренного изменения основ физики (вплоть до введения дискретного пространства на длинах, много больших 10^{-13} см), оказались обойденными в результате более глубокого понимания того, что представляет собой теория возмущений. Отказавшись от претензий вычислить массу и заряд электрона, физики смогли достигнуть беспрецедентной точности в вычислении всех других его свойств.

История не хочет повторяться. Сегодня, когда мы пытаемся реализовать программу перенормированного слабого взаимодействия, оказывается, что существующей физикой мы обойтись не можем. Кроме заряженных и нейтральных

промежуточных бозонов, для решения возникших трудностей нам, как минимум, нужен четвертый кварк и целое семейство так называемых суперзаряженных адронов, которые этот кварк приводит с собой.

Что такое суперзаряд и каковы ожидаемые свойства суперзаряженных адронов?

Лекция 2.СУПЕРЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ И SU(4) -
СИММЕТРИЯ.

Прежде чем говорить о суперзаряде, вспомним о более привычном гиперзаряде. Как известно, для обычных адронов связь между электрическим зарядом Q , проекцией изоспина T_3 и гиперзарядом Y дается соотношением $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$. Из этого соотношения следует, что $Y = 2 \langle Q \rangle$, где $\langle Q \rangle$ - средний электрический заряд изомультиплета. Частицы, подобные π -мезонам, для которых $Y = 0$, можно назвать гипернейтральными, а частицы, для которых $Y \neq 0$, например, нуклоны - гиперзаряженными.

Подобно гиперзаряду, суперзаряд S можно определить как утроенный средний заряд $SU(3)$ -супермультиплета: $S = 3 \langle Q \rangle$. Все обнаруженные до сих пор адроны являются супернейтральными: для них $S = 0$. В этом легко убедиться, если сложить заряды всех частиц, входящих в известные октеты или декуплеты. Именно поэтому их можно построить из трех кварков с дробными зарядами ($Q_p = 2/3, Q_n = Q_\lambda = -1/3$), для которых $S = 0$, и нельзя построить из трех сакатовских кварков с целыми зарядами ($Q_p = 1, Q_n = Q_\lambda = 0$), для которых

$C = 1$.

Если к триплету дробнозарядных кварков добавить четвертый кварк p' с $Q_{p'} = Q_p = 2/3$, то для него $C = 2$, а для соответствующего антикварка $C = -2$. Составные адроны, содержащие p' -кварки, также будут суперзаряжены.

Если для гипернейтральных частиц $Q = T_3$, а для супернейтральных $Q = T_3 + \frac{1}{2} Y$, то для суперзаряженных частиц

$$Q = T_3 + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{3} C$$

В результате, для суперзаряженных частиц становится неприменимым определение гиперзаряда, с которого мы начали.

Так, если для Λ -гиперона из барионного октета $C = 0$ и $Y = 0$, то для λ -кварка из сакавовского триплета $C = 1$ и $Y = -2/3$, несмотря на то, что λ -кварк является изосинглетом и для него $\langle Q \rangle = 0$.

Величина C называется в литературе по-разному: иногда суперзарядом, иногда триальностью, иногда очарованием (*charm*). Однако, нам кажется предпочтительным первое название. Термин триальность лучше сохранить за числом фундаментальных триплетов, из которых построена составная частица. (Триальность определена по модулю три. Она равна единице для триплета кварков, минус единице — для триплета антикварков и секстета дикварков и нулю — для

октета и декуплета). Термин очарование применяется очень широко для обозначения не только суперзаряда, но и других необычных свойств гипотетических адронов, о которых мы будем говорить ниже, в частности, цвета. В соответствии с этим мы будем называть очарованными как суперзаряженные, так и цветные частицы.

Какие супермультиплеты мезонов и барионов должны существовать в природе, если кварк p' образует с кварками p , n , λ $SU(4)$ -квартет? Начнем с мезонов. Четыре кварка и четыре антикварка образуют 16 мезонов, которые разбиваются на синглет и пятнадцати-плет: $4 \times 4 = 1 + 15$ (см. таблицу 1).

	\bar{p}	\bar{n}	$\bar{\lambda}$	\bar{p}'
p	$p\bar{p}$	π^+	K^+	$p\bar{p}'$
n	π^-	$n\bar{n}$	K^0	$n\bar{p}'$
λ	K^-	\bar{K}^0	$\lambda\bar{\lambda}$	$\lambda\bar{p}'$
p'	$p'\bar{p}$	$p'\bar{n}$	$p'\bar{\lambda}$	$p'\bar{p}'$

Таблица 1. 16 мезонов типа $q\bar{q}$.

В строгой $SU(4)$ -симметрии массы всех 15 мезонов должны быть одинаковы, а синглет должен иметь вид

$\frac{1}{\sqrt{4}} (p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda} + p'\bar{p}')$. Если, однако, исходить из того, что $SU(4)$ -симметрия нарушена значительно более сильно, чем $SU(3)$ и p' -кварк

существенно тяжелее, чем кварки p, n, λ , то естественно ожидать, что наряду с обычным мезонным нонетом должны существовать два более тяжелых триплета: с $C = -2$ и $Q = (0, 1, 1) (p'\bar{p}, p'\bar{n}, p'\bar{\lambda})$ и $C = -2$ и $Q = (0, -1, -1) (\bar{p}'p, \bar{p}'n, \bar{p}'\lambda)$, и еще более тяжелый нейтральный синглет с $C = 0 (p'\bar{p}')$. При этом странный кварк $\lambda (\bar{\lambda})$ входит в изосинглеты $\bar{p}'\lambda (p'\bar{\lambda})$, которые, по-видимому, должны быть тяжелее, чем два зарядовосопреженных изодублета $(\bar{p}'p, \bar{p}'n)$ и $(p'\bar{p}, p'\bar{n})$, напоминающие по своим свойствам дублеты \bar{K}^0, K^- и K^0, K^+ .

Барионные супермультиплеты мы получим, если рассмотрим систему трех кварков, каждый из которых может быть в четырех состояниях: p, n, λ, p' . Напомним, что в случае $SU(3)$ трехкварковая система дает четыре $SU(3)$ -мультиплета ($3 \times 3 \times 3 = 1 + 8 + 8 + 10$), которые получаются путем симметризации и антисимметризации кварковых индексов. В случае $SU(4)$ существует четыре антисимметричных состояния $[pn\lambda], [p'n\lambda], [pp'\lambda], [pnp']$. Так что $SU(3)$ -синглет, например, $\Lambda (1520)$ должен принадлежать $SU(4)$ -квартету. Чтобы определить число симметричных состояний, заметим, что они могут быть трех типов: $\{aaa\}$, когда все кварки одинаковые, $\{aav\}$, когда одинаковы два кварка

ка и $\{abc\}$, когда все кварки разные. Комбинаций $\{aaa\}$ $\{aab\}$ - двенадцать (4×3), комбинаций $\{abc\}$ - четыре. Итого, полностью симметричный мультиплет содержит 20 частиц. Именно в такой 20-плет должен входить известный $SU(3)$ - декуплет барионов с $J^P = 3/2^+$. Два $SU(4)$ - мультиплета смешанной симметрии содержат каждый по 12 комбинаций типа (aab) и по 8 комбинаций типа (abc) , и образуют два 20-плета. К одному из таких 20-плетов, принадлежит известный $SU(3)$ - октет с $J^P = 1/2^+$. Итак, $4 \times 4 \times 4 = 4 + 20 + 20 + 20$.

Может быть, стоит упомянуть, что когда в начале 50-х годов была открыта двойная спираль, то в начале показало, что весь генетический код записан с помощью 4 разных "букв" (оснований) в виде 20 различных трехбуквенных "слов" типа aaa (4), aab (12) и abc (4) (этим "словам" отвечают 20 аминокислот). В дальнейшем, однако, выяснилось, что картина более сложна. Не произойдет ли то же самое с четырьмя кварками?

Чтобы лучше понять структуру барионов, пересчитаем еще раз несколько по-гному все $64 = 4 \times 4 \times 4$ трехкварковые комбинации. Их удобно расположить в виде тетраэдра (см.рис. 5):

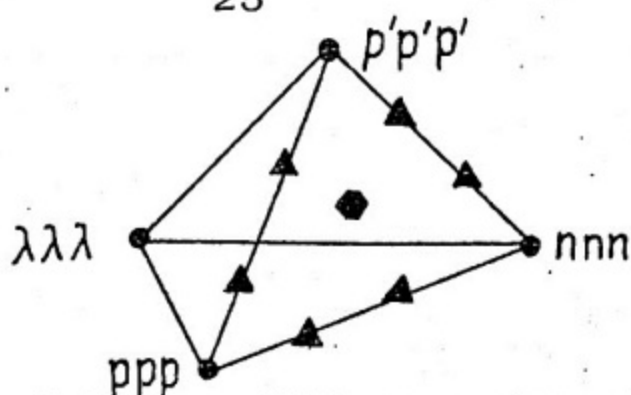


Рис. 5. Тетраэдр 64 барионов типа qqq . Чтобы не загромождать рисунок, изображены частицы, лежащие лишь на одной грани.

Четыре комбинации типа qqq занимают четыре вершины тетраэдра. Они отмечены точками. На ребрах тетраэдра расположены 6 пар комбинаций типа qab . Каждая из этих комбинаций отмечена треугольником, т.к. ей отвечают три разных перестановки: aab , aba и baa . Итого, на ребрах $6 \times 2 \times 3 = 36$ частиц. Наконец, в центрах четырех граней расположены комбинации типа abc . Они изображены шестиугольниками, т.к. каждой из них отвечает 6 перестановок: abc , cab , bca , bac , acb , cba . Так что всего в центрах граней расположено $6 \times 4 = 24$ частицы. Всего частиц в тетраэдре $4 + 36 + 24 = 64$.

Обычные, супернейтральные частицы лежат в основании тетраэдра. Если исходить из аналогии с нарушением $SU(3)$ -симметрии, то наиболее легкими суперзаряженными барионами должны быть 4 бариона: синглет

pnp ($Q = +1, C = 2$) и триплет ppr', pnp', nnp' ($Q = 2, 1, 0; C = 2$). По своим изотопическим свойствам они похожи на изосинглет Λ и изотриплет Σ , сдвинутые по заряду на единицу. Можно думать, что именно pnp' барион будет самым легким из суперзаряженных барионов. По мере увеличения числа p' и λ -кварков составные барионы должны становиться все более тяжелыми. Самый тяжелый из них: $p'r'p'$ с зарядом $Q = 2$ и суперзарядом $C = 6$.

Свойства суперзаряженных частиц и возможности их экспериментального обнаружения критическим образом зависят от того, сохраняется ли суперзаряд в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Такое сохранение имеет место в классе моделей, наиболее привлекательных в теоретическом отношении. В этих моделях, о которых подробно мы будем говорить позднее, полная группа симметрии представляет собой прямое произведение групп симметрии сильного и слабого взаимодействий: $G = G_S \times G_W$, реализованных локальным образом. Спонтанное нарушение локальных симметрий не приводит к несохранению суперзаряда в сильном взаимодействии. Поскольку электромагнитный и слабый нейтральный ток также сохраняет суперзаряд, то распады суперзаряженных частиц должны происходить за счет заряженного слабого тока, а эффективное распадное взаимодейст-

вие должно иметь вид:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{p}' \lambda^\theta (\bar{\mu} \nu_\mu + \bar{e} \nu_e + \bar{n}^\theta p) + \text{э.с.}] =$$

$$= \frac{G}{\sqrt{2}} [(-\bar{p}' n \sin \theta + \bar{p}' \lambda \cos \theta) (\bar{\mu} \nu_\mu + \bar{e} \nu_e + \bar{n} p \cos \theta + \bar{\lambda} p \sin \theta) + \text{э.с.}]$$

Основные характеристики распадов удобно обсуждать, пренебрегая малыми членами, пропорциональными $\sin \theta$.

Тогда взаимодействие имеет вид:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{p}' \lambda) (\bar{\mu} \nu_\mu + \bar{e} \nu_e + \bar{n} p) + \text{э.с.}]$$

Следовательно, при распаде p' -кварка должен возникать λ - кварк, а значит, при распаде суперзаряженных частиц должны возникать странные частицы: K-мезоны и гипероны.

(Вероятность образования конечных состояний без странных частиц порядка $\theta^2 \sim 5\%$). Кроме странных частиц, среди продуктов распада должны быть лептонные пары $\bar{\mu} \nu_\mu$ и $\bar{e} \nu_e$ (примерно в равном количестве) и π -мезоны.

Если попытаться оценить ширину мезона ($p' \bar{n}$) по отношению к распаду ($p' \bar{n}$) $\rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu$, то в качестве нормировки удобно принять ширину распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$

При равном энерговыделении (если пренебречь массами π^0 и K^0 мезонов) первый распад в $2 \cot^2 \theta \sim 40$ раз более вероятен. Если теперь учесть различие в энерговыделении, то возникает множитель порядка $(m/m_K)^5$, где

m - масса суперзаряженного мезона, а m_K - масса K-мезона. При $m \sim 2 \text{ Гэв}$ $(m/m_K)^5 \sim 2^{10} \sim 10^3$ и в результате $\Gamma((p'\bar{n}) \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu) \sim 4 \cdot 10^4 \Gamma(K_{e3}^+) \sim 1,6 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$. Если предположить, что ширина чисто адронного распада примерно такая же (а она может оказаться значительно больше, в частности, из-за ρ -подобных резонансов в системе образующихся π -мезонов), то полное время жизни $p'\bar{n}$ -мезона с $m \sim 2 \text{ Гэв}$ должно быть порядка 10^{-12} сек. Оно должно резко падать с ростом массы суперзаряженного мезона. Аналогичные оценки легко сделать и для других суперзаряженных адронов. При больших массах нелептонные распады суперзаряженных частиц должны сопровождаться образованием большого числа π -мезонов. Дополнительные π -мезоны будут излучаться и в полулептонных распадах. Из сказанного выше следует, что детектировать рождение суперзаряженных частиц удобно по странным частицам и лептонам, образующимся при их распадах.

Как должны рождаться суперзаряженные адроны? Мы рассмотрим две постановки эксперимента: рождение в нейтринных пучках и рождение в адронных столкновениях.

Рождение суперзаряженных адронов в нейтринных пучках обладает рядом особенностей. Чтобы лучше понять их, вспомним, как происходит в нейтринных пучках образование

странных частиц. Налетающее нейтрино может провзаимодействовать либо с так называемым валентным кварком (одним из тех кварков, которые определяют структуру частицы, ее квантовые числа), либо с кварком (или антикварком) из так называемого моря кварковых пар. Одиночное рождение странных частиц заряженными токами (в событиях типа $\nu + \text{нуклон} \rightarrow \mu + \text{адроны}$) подавлено в θ^2 раз по сравнению с рождением нестранных адронов из-за того, что слабый адронный ток с изменением странности имеет вид $\bar{\lambda} p \sin \theta$. Далее, образование λ -кварка на валентных кварках (переход $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \lambda$) возможен лишь в $\bar{\nu}$ -пучке, но не в ν -пучке. При взаимодействии ν с морем кварковых пар одиночное рождение странных частиц в ν -пучке становится возможным ($\nu + \bar{p} \rightarrow \mu^- + \bar{\lambda}$). Таким образом, одиночное рождение K^+ , K^0 -мезонов в ν -пучке (рождение K^- и \bar{K}^0 при этом запрещено) характеризует роль $\bar{p} p$ -пар в нуклоне.

Похожие соображения применимы и к рождению суперзаряженных частиц. На валентных нейтронных кварках p' -кварки образуются с малым коэффициентом θ^2 (в реакции $\nu n \rightarrow \mu^- p'$). На протонных кварках они не образуются. Кроме того, они не образуются на валентных кварках в пучке $\bar{\nu}$. Однако при рождении суперзаряженных

частиц на $\lambda\bar{\lambda}$ -парах "моря" процесс идет без малости θ^2 , причем реакции идут как в ν , так и в $\bar{\nu}$ -пучках ($\nu + \lambda + \bar{\lambda} \rightarrow p' + \bar{\lambda} + \mu^-$, $\bar{\nu} + \lambda + \bar{\lambda} \rightarrow \bar{p}' + \lambda + \mu^+$). Поэтому при энергиях нейтринных пучков достаточно высоких, чтобы подняться высоко над порогом образования суперзаряженных частиц, совместное образование суперзаряженных и странных частиц заряженными токами может оказаться более интенсивным, чем одиночное образование странных частиц. По оптимистическим оценкам при достаточно высоких энергиях суперзаряженные частицы могли бы рождаться в каждом пятом столкновении нейтрино с нуклоном.

Члены типа $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$ $(\bar{p}' p')$ в произведении нейтральных токов должны приводить к парному рождению суперзаряженных частиц. Интенсивность этих процессов определяется долей пар $\bar{p}' p'$ в "море".

В столкновениях адронов суперзаряженные частицы должны рождаться парами. При большой массе частиц высокие пороги образования пар требуют максимально высоких энергий сталкивающихся частиц. При этом рождение суперзаряженных частиц должно сопровождаться образованием большого числа π -мезонов. Ожидаемое сечение образования наиболее легких частиц, содержащих лишь один p' -кварк, можно оценить, если посмотреть, с какими сечениями рождаются странные частицы при энергиях, достаточно высоких чтобы не сказывалась близость порога. Наилучшие данные

получены для K^0 -мезонов, сечение рождения которых составляет при $E \sim 10^3$ Гэв порядка 10 мб . Таково же сечение рождения K^\pm -мезонов. Заметим, что при $E \sim 10$ Гэв сечение рождения K^0 -мезонов порядка 1 мб ; примерно такое же при этой энергии и сечение образования Λ^0 -гиперонов, которое при энергии 300 Гэв достигает 4 мб . О сечениях рождения античастиц можно судить по данным для антипротонов ($\sigma \sim 0,4 \text{ мб}$ при 50 Гэв, $\sigma \sim 1 \text{ мб}$ при 200 Гэв и $\sigma \sim 2 - 4 \text{ мб}$ при 1700 Гэв) и антигиперонов (суммарное сечение образования $\bar{\Lambda}^0$ и $\bar{\Sigma}^0$ при 200 Гэв составляет $0,6 \pm 0,2 \text{ мб}$). Мы видим, таким образом, что странность не мешает рождаться странным частицам при высоких энергиях^{*)}. Естественно считать, что это же справедливо и в отношении суперзаряженных частиц. Если предположить, что эквивалентные энергии относятся как квадраты порогов, то можно было бы ожидать, что инклюзивное сечение образования пары суперзаряженных частиц с массой 2 Гэв^с а каждая составило бы десятые доли миллибарна при максимально доступных сегодня энергиях пересекающихся колец ЦЕРН^с а. Оценку эту, по-видимому, следует считать завышенной.

^{*)} Я благодарен А.Б.Кайдалову и А.В.Турбинеру за обсуждение этого вопроса.

Сечения образования адронов с $C = 4$ и $C = 6$, находясь в верхней части тетраэдра рис. 5, должны быть значительно меньше. Образование таких частиц должно быть похоже на образование Σ и Ω -гиперонов: частица с $C = 6$ содержит три p' -кварка, а Ω -гиперон — три λ -кварка. Поскольку при каскадном распаде бариона с $C = 6$ должны образоваться три странных частицы и три лептонных пары, а рождение суперзаряженных частиц происходит с сохранением суперзаряда, то мы будем иметь дело с событием, для которого $C = 12$ и в котором будут одновременно образованы 6 странных частиц и 6 заряженных лептонов!

В инклюзивных реакциях при сравнительно низких энергиях суперзаряженные частицы должны рождаться в основном фрагментационно. По мере роста энергии начнет преобладать рождение пар $\bar{p}'p'$ во внутренних узлах "гребенки".

Рождение пар суперзаряженных частиц дифракционным механизмом (за счет обмена полюсом Померанчука) не должно падать с ростом энергии, в отличие от других малочастичных реакций образования суперзаряженных частиц. Однако ожидаемое сечение такого дифракционного рождения вряд ли превышает 10^{-2} mb .

Перспективными кажутся поиски суперзаряженных час-

тиц в реакциях, идущих под действием антипротонов высокой энергии. На это указывают сравнительно высокие выходы антигиперонов в таких реакциях.

Общий вывод из сказанного выше таков: при массах порядка нескольких Гэв суперзаряженные частицы могут быть рождены на пересекающихся кольцах ЦЕРН, в Батавии и, если повезет с их массами, то и в Серпухове. При этом они легко идентифицируются по характерным продуктам распада (лептоны + странные частицы), если сохранение суперзаряда нарушается лишь в слабом взаимодействии.

Возможно, однако, что суперзаряд не сохраняется в умеренно сильном взаимодействии. Хотя соответствующие модели не кажутся теоретически привлекательными, исключить их сегодня нельзя. В этом случае суперзаряженные адроны выглядели бы как резонансы и их экспериментальное обнаружение и идентификация представляли бы существенно более трудную задачу. В литературе последовательное и всестороннее обсуждение этой возможности отсутствует. Это, по-видимому, объясняется тем, что соответствующие модели кажутся сегодня очень громоздкими и непривлекательными и из них трудно выбрать наиболее правдоподобную.

Лекция 3ДЕВЯТЬ ЦВЕТНЫХ КВАРКОВ.

Оставим на время вопрос о суперзаряде и обратимся к другому направлению в адронном "моделестроении". Модель девяти кварков, предложенная в 1965 году, была призвана ликвидировать известную трудность со статистикой кварков. Дело в том, что обычной нерелятивистской $SU(6)$ -схеме кварки не подчиняются принципу Паули. Например, в Ω -гипероне три λ -кварка находятся в полностью симметричном состоянии с суммарным спином $J = 3/2$ и нулевыми орбитальными моментами. Это противоречие снимается, если предположить, что три λ -кварка — разные:

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$. Чем они отличаются друг от друга?

Значениями какого-то нового квантового числа, которое мы будем называть цветом. Предположим, что существуют три цветных разновидности не только λ -кварков, но и p -кварков и π -кварков (см. таблицу 2).

p_1	p_2	p_3
π_1	π_2	π_3
λ_1	λ_2	λ_3

Таблица 2.
Девять цветных кварков.

Сопоставим индексам 1, 2, 3 соответственно три дополнительных цвета; желтый, синий и красный. Волновая функция кварков в обычном барионе полностью антисимметризована по их цветовым индексам.

сам. Поэтому обычные барионы мы можем назвать бесцветными или белыми.

(Наша терминология несколько отличается от терминологии Гелл-Манна, который впервые ввел понятие о цвете кварков, "окрасив" кварки в белый, синий и красный цвет. Однако, при таком наборе цветов нельзя говорить об обычных барионах, как о белых частицах).

Антикварки удобно окрасить в три дополнительных цвета (фиолетовый, оранжевый и зеленый). Цветовая диаграмма кварков и антикварков переливается теперь всеми цветами радуги (см. рис. 6). Порядок цветов на диаграмме дается хорошо известной всем школьникам фразой: "Каждый охотник желает знать, (где) сидит фазан".^{ж)}

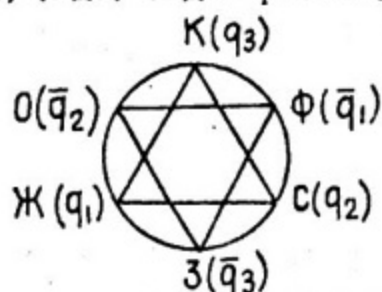


Рис. 6. Цветовая диаграмма кварков и антикварков.

^{ж)} Английский эквивалент этой фразы: "Richard of York gamed battles (in) vain (red, orange, yellow, green, blue, (indigo) violet)" напоминает
 о событиях войны Алой и Белой розы (1455-1485 г.г.).
 Как известно, Ричард, герцог Йоркский (белая роза в гербе) выиграл сражение, начавшее войну, и после ряда других побед, погиб в 1460 году.

Введя три триплета, можно избавиться от кварков с дробными электрическими зарядами. (Это можно сделать и с двумя триплетами). Если три триплета отличаются друг от друга лишь цветом, то кварки в них должны быть супернейтральны, и, следовательно, иметь дробные электрические заряды. Если, однако, цветовые триплеты могут отличаться друг от друга также и суперзарядами, то электрические заряды кварков могут быть целыми. Простейший пример: $C_1 = -2, C_2 = 1, C_3 = 1$ (см. рис. 7 и таблицу 3).

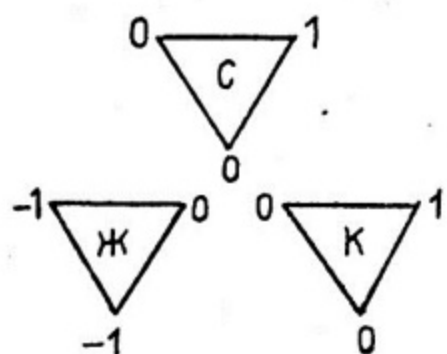


Рис. 7. Целые электрические заряды трех цветных триплетов.

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Таблица 3. Целые электрические заряды трех цветных триплетов.

(Заметим, что в совокупности заряды трех целозарядных триплетов, изображенных на рис. 7, совпадают с зарядами мезонного нонета). При этом обычный бесцветный барион, состоящий из кварков трех цветов, имеет $C = 0$.

Кварки с целыми электрическими зарядами могут иметь, в принципе, как дробные барионные заряды, так и целые.

Например, мы можем предположить, что для каждого из триплетов $B = 1/3$. С другой стороны, можно предположить, например, что $B_1 = -1$, $B_2 = 1$, $B_3 = 1$. В обоих случаях барионные заряды обычных барионов, состоящих из трех кварков, равны единице.

Итак, мы имеем четыре разновидности моделей с цветными кварками: 1) Q и B — целые; 2) Q — целые, B — дробные; 3) Q — дробные, B — целые; 4) Q и B — дробные. Какая из них кажется сегодня предпочтительнее?

Если считать кварки физическими объектами нового типа, принципиально ненаблюдаемыми в свободном состоянии, то наиболее предпочтительной является модель с дробными Q и B , когда кварки разных цветов не отличаются друг от друга ничем, кроме цвета: ни суперзарядами, ни барионными зарядами. Кварки по существу играют в этом случае роль математических индексов. Предпочтительность электрически неразличимых триплетов заключается в том, что электромагнитный ток и, следовательно, фотон, являются в этом случае, подобно обычным адронам, бесцветными. В настоящее время делаются настойчивые теоретические попытки найти такие механизмы, которые запретили бы свободное существование любого цветного заряда. Более подробно мы остановимся на этих попытках в последующих лекциях. Здесь же упомянем только, что они основаны на очень сильных инфракрасных расходимостях полей Янга —

Миллса. Итак, математические кварки хороши с дробными B и Q .

До сих пор мы ни разу не сталкивались в физике с примерами, когда фундаментальное представление какой-либо физической группы симметрии не реализуется в природе, а более высокие представления реализуются. Поэтому можно понять тех физиков, которые относятся к кваркам как к обычным физическим объектам, ускользающим от детектирования лишь по какой-либо тривиальной физической причине, например, из-за нестабильности. С этой точки зрения предпочтительной кажется модель с целыми Q и B . В такой модели кварки могли бы распадаться довольно быстро на обычные мезоны и барионы, причем в этих распадах сохранялся бы как барионный, так и электрический заряд. Разумеется, взаимодействие, превращающее цветные кварки в белые адроны, должно не сохранять цвет, и цветовая симметрия в такой теории не может быть строгой.

Здесь, пожалуй, уместно напомнить, что отрицательные результаты дали не только поиски кварков на ускорителях и в космических ливнях, но и в стабильном веществе, окружающем нас. Точность некоторых экспериментов последнего типа доходила до концентраций 10^{-27} кварков на один протон для дробнозарядных кварков. Менее известны результаты масс-спектрометрических поисков целозарядных ста-

бильных кварков. Наиболее точная работа по поискам кварков в воде дала верхний предел для концентрации кварков: $3 \cdot 10^{-18}$ кварков на один протон в интервале масс кварков от 6 до 16 Гэв.

Если доверять современной теории горячей Вселенной, то концентрация реликтовых кварков, оставшихся с тех времен, когда температура Вселенной была порядка массы кварка (скажем, T порядка нескольких Гэв), должна быть не меньше, чем 10^{-9} кварков на нуклон. Следовательно, если доверять расчетам, основанным на модели горячей Вселенной и экспериментам по поискам кварков в стабильном веществе, то надо заключить, что стабильных кварков с целым зарядом (с массами до 16 Гэв) и дробнозарядных стабильных кварков нет.

Поясним, как получается предел 10^{-9} кварков/нуклон в модели горячей Вселенной. Температура Вселенной T и ее возраст связаны между собой соотношениями $T^4 \sim \frac{1}{\alpha t^2}$ где α — ньютоновская постоянная ($\alpha = 6 \cdot 10^{-39} m_p^{-2}$, m_p — масса протона).

Чтобы получить эту формулу, напишем закон сохранения энергии для пробного тела массы μ , находящегося на поверхности воображаемой сферы радиуса R в расширяющемся мире. Если пренебречь кривизной мира — а при малых t кривизна незначительна — то сумма кинетической

и потенциальной энергии равна нулю и, следовательно,:

$$\frac{\mu}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{\alpha}{R} \left(\frac{4\pi R^3}{3} \right) \varepsilon \cdot \mu$$

где ε - плотность энергии внутри сферы. Для газа ультрарелятивистских частиц

$$\varepsilon = aT^4 = \theta/R^4$$

где a и θ - некоторые безразмерные константы. Решая уравнение

$$R^2 = t \sqrt{32\pi\theta\alpha/3} \quad \text{или} \quad \varepsilon = \frac{3}{32\pi\alpha t^2}, \quad \text{получаем}$$

куда следует $T^4 = \frac{3}{32\pi a \alpha t^2}$. Мы видим, что константа θ и масса μ в окончательный ответ не вошли.

Что касается постоянной a , то для фотонного газа $a_\gamma = \frac{\pi^2}{15}$, для газа ν и $\bar{\nu}$

$a_\nu = \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{15}$, для газа ультрарелятивистских электронов и позитронов $a_e = \frac{7}{4} \frac{\pi^2}{15}$. Численно

$$T(\text{МэВ}) = \frac{1,3}{a^{1/4} t^{1/2}(\text{сек})}, \quad t(\text{сек}) = \frac{1,7}{a^{1/2} T^2(\text{МэВ})}, \quad (t m_p) = \frac{10^{18}}{4,5 a^{1/2} (T/m_p)^2}$$

Пары кварков находятся в равновесии с остальными частицами (фотонами, электронами, позитронами, ν , $\bar{\nu}$ и т.д.) пока $T \gg m_q$, где m_q - масса кварка. При $T < m_q$ кварки начинают "выгорать", сталкиваясь

друг с другом и превращаясь в барионы и мезоны:

$q + \bar{q} \rightarrow \bar{q} + \text{барион}$, $q + \bar{q} \rightarrow \text{мезоны}$. Температура

$T \sim m_q$ наступает при времени $t_q \sim \alpha^{-1/2} m_q^{-2}$.

Если $m_q \sim m_p$, то $t_q \sim 10^{18} / m_p \sim 10^{-6}$ сек.

Можно показать, что из-за расширения Вселенной процесс выгорания продолжается ограниченное время до тех пор, пока температура не достигнет величины

$T \sim 2m_q / \ln \alpha m_q^2$. Грубо заменяя все множители типа \ln на единицу и следя лишь за степенями букв,

мы получим, что в результате выгорания кварк "выедает" вокруг себя область объемом σt_q , где σ - сечение взаимодействия кварков между собой. При $\sigma \sim m_q^{-2}$

плотность кварков оказывается равной $n_q \sim 1/\sigma t_q \sim \alpha^{1/2} m_q^4$. Это надо сравнить с плотностью фотонов

($n_\gamma \sim T^3$), которая при $T = m_q$ равна

$n_\gamma \sim m_q^3$. Следовательно, на один кварк приходится $\alpha^{-1/2} m_q^{-1} \sim 10^{18}$ фотонов. При адиабатическом

расширении Вселенной это соотношение между n_q и n_γ останется неизменным вплоть до нашего времени, хотя фотоны за это время покраснеют настолько, что энергичные кванты с энергией \sim Гэв превратятся в радиоволны с температурой $T \sim 3^\circ\text{К}$, т.е. энергией $\sim 1/300$ эв. Известно, что на один нуклон сегодня приходится 10^9 таких реликтовых фотонов. Следовательно, на один кварк должно

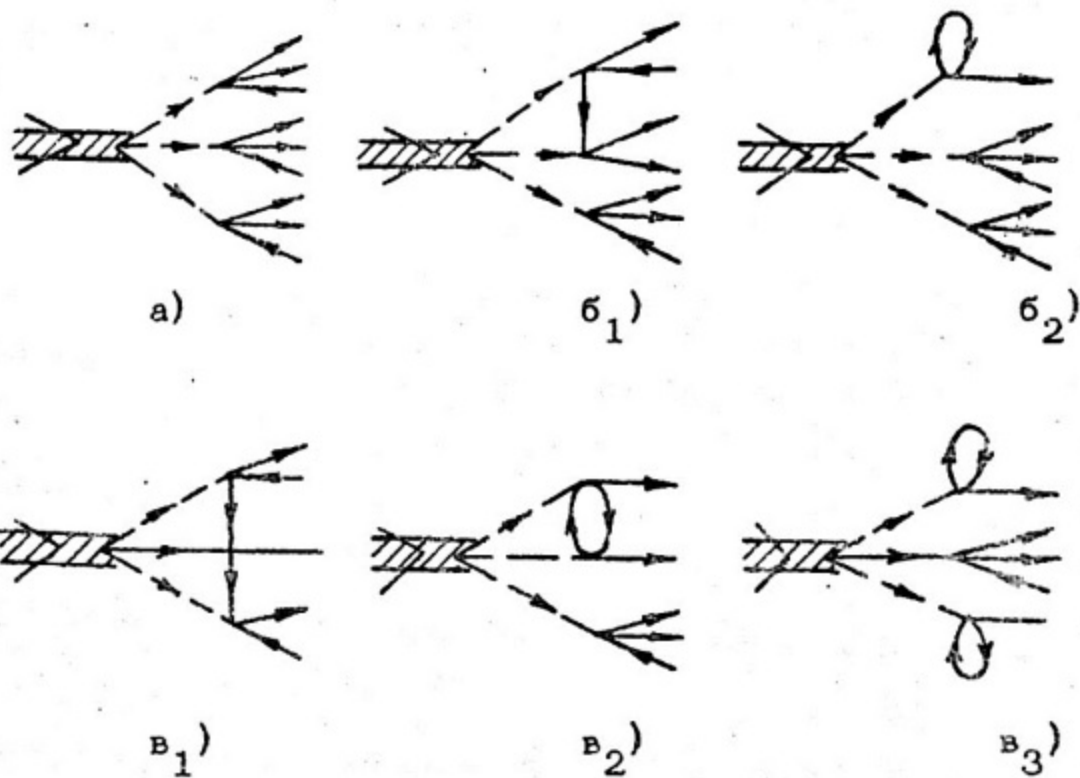
было бы приходиться 10^9 нуклонов. При всей грубости и ненадежности этой оценки, сомнительно, чтобы она была не-правильна на много порядков величин.

Если доверять приведенным выше оценкам, то, желая иметь дело с физически наблюдаемыми кварками, мы должны предположить, что кварки нестабильны. Можно ли допустить нестабильность кварков в моделях с дробными значениями Q и (или) B ? Ясно, что такая нестабильность означала бы несохранение Q (или) B . Несохранение Q кажется неприемлемым, т.к. при этом должна была бы возникнуть масса у фотона, и сегодня не видно, как можно было бы ее сделать в этом случае приемлемо малой. Несохранение B на такие принципиальные трудности не наталкиваются, т.к. барионный заряд, в отличие от электрического, не является источником каких-либо известных безмассовых векторных частиц. Однако, известно, что нуклоны стабильны: время жизни нуклона, больше, чем $2 \cdot 10^{30}$ лет. Можно ли совместить время жизни кварка $\sim 10^{-10}$ сек с временем жизни нуклона $\sim 10^{38}$ сек? Вопрос этот становится особенно актуальным в модели, где кварки имеют целые электрические заряды, а их барионный заряд равен $1/3$.

Если принять, что существует миллислабое взаимодействие (с константой $G' \sim 10^{-3}$ $G \sim 10^{-8} m_p^{-2}$), разваливающее кварк на три лептона, то время жизни кварка

с $m_q \sim 10$ Гэв составит примерно $\tau_q \sim$
 $\sim (\tau_\mu \sim 10^{-6} \text{ сек}) \cdot (100)^{-5} \cdot (1000) \sim$
 10^{-10} сек. (Мы воспользовались здесь сравнением с вре-
 менем жизни мюона, учтя множители $(m_q/m_\mu)^5$ и $(G'/G)^2$).

Поскольку нуклон состоит из трех кварков, каждый из кото-
 рых значительно тяжелее нуклона, то для распада нуклона
 необходимо, чтобы миллислабое взаимодействие сработало
 три раза и распались все три кварка. При этом возможны
 различные схемы распада (см. рис. 8): на 9 лептонов
 (рис. а), 7 лептонов (рис. б₁ и б₂), 5 лептонов (рис. в₁,
 в₂ и в₃) и 3 лептона (рис. г₁ и г₂).



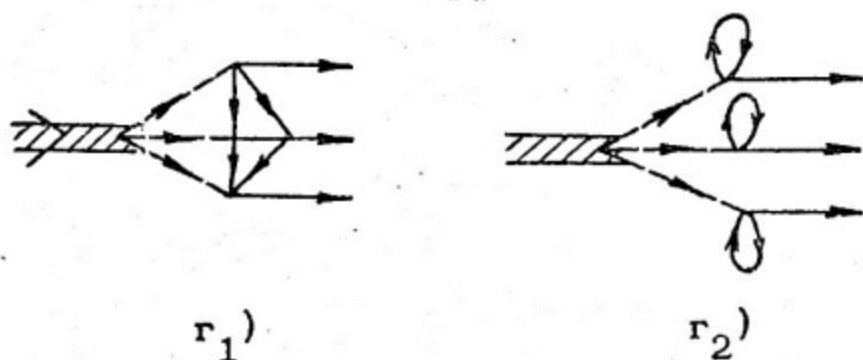


Рис. 8. Диаграммы распада нуклона на лептоны с несохранением барионного и лептонного зарядов. жирные линии – нуклоны, тонкие – лептоны, пунктирные – кварки.

Рассматривая несохранение барионного B и лептонного L зарядов, мы предположили вместе с тем, что сохраняется фермионный заряд $F = 3B + L$. В силу сохранения F запрещены в частности, переходы кварка в антикварк (см. рис. 9) и целый ряд других процессов.



Рис. 9. Переход $q \rightarrow \bar{q}$, запрещенный сохранением F .

Вместо сохранения F можно было предположить, например, сохранение величины $9B + L$. Тогда распад кварка происходил бы не на два лептона и антилептон, и на три лептона.

Если принять для четырехфермионной вершины "нуклон

три кварка" значение константы взаимодействия

$G_0 \sim 1/m_p^2$, то ширина нуклона, отвечающая диаграм-

ме 8а, может быть оценена более или менее достоверно

как $\Gamma \sim \frac{(G')^6 (G_0)^2 m_p^{23}}{m_q^6} A_9$, где A_9 - малый без-

размерный множитель, возникающий из-за интегрирования

по фазовому объему девяти лептонов: $A_9 \sim 10^{-17}$. При

$m_q \sim 10 m_p$ получим $\Gamma \sim 10^{-54} A_9 m_p \sim 10^{-47}$

сек $^{-1}$, даже гораздо меньше необходимой величины 10^{-38}

сек $^{-1}$. К сожалению, остальные графики рис. 8 приводят к с

серьезным трудностям. Чтобы их вклад не превышал

10^{-38} сек $^{-1}$, необходимо, чтобы обрезание петель в этих

графиках происходило достаточно низко: $\Lambda \sim m_p$. Как

обеспечить такое низкое обрезание, особенно для чисто

лептонных петель типа v_2 или γ_2 , мы сегодня не знаем.

Поэтому, модели, в которых физические, а не математичес-

кие, кварки обладают дробными барионными зарядами, ка-

жутся менее реалистичными, чем модели, в которых целы-

ми являются как электрические так и барионные заряды

физических кварков.

Лекция 4ЦВЕТНЫЕ ГЛЮОНЫ И КВАРКОВЫЕ МОЛЕКУЛЫ.

Увеличение числа кварков неизбежно влечет за собой вопрос о том, как расширить группу симметрии сильных взаимодействий. Наиболее естественным расширением обычной

$SU(3)$ - симметрии является $SU(3) \times SU(3)'$ симметрия, где $SU(3)'$ - цветовая симметрия. Введем латинские индексы ($a = 1, 2, 3$) для обозначения p , n , λ , а греческие ($\alpha = 1, 2, 3$) для обозначения трех цветов (желтого, синего, красного). Тогда девять кварков можно записать в виде $q_{a\alpha}$. При этом генераторы обычной $SU(3)$ -симметрии действуют на латинские индексы, а цветовой $SU(3)'$ - на греческие. Если представить 9 кварков в виде таблицы 4, то генераторы обычной

$SU(3)$ будут переставлять строки этой таблицы, а генераторы $SU(3)'$ - столбцы.

$$\begin{pmatrix} p_J & p_C & p_K \\ n_J & n_C & n_K \\ \lambda_J & \lambda_C & \lambda_K \end{pmatrix}$$

Очень существенно, что цветовая симметрия $SU(3)'$ может быть, в принципе, сколь угодно строгой, в отличие от обобщавшейся выше $SU(4)$ - симметрии или обычной $SU(3)$ - симметрии. Она

Таблица 4.
9 цветных кварков.

вполне может быть более строгой симметрией, чем обычная изотопическая инвариантность. Ни одному из известных экспериментальных фактов это не противоречит. С теоретической точки зрения существование строгой цветовой симметрии кажется привлекательным. В дальнейшем, если не будет специально оговариваться обратное, мы будем предполагать, что $SU(3)'$ — строгая симметрия. Из этого следует сразу же, что массы всех трех протонных кварков одинаковы, то же относится к p — и λ — кваркам. Если пренебречь разностям масс p , n и λ — кварков, нарушающими обычную $SU(3)$ — симметрию, то можно сказать, что в этом приближении массы всех девяти кварков равны.

ё Посмотрим теперь, как лучше устроить сильное взаимодействие между кварками. По целому ряду причин, о которых речь будет идти в последующих лекциях, кажется привлекательным осуществление сильного взаимодействия между кварками за счет обмена векторными мезонами. Эти мезоны получили в литературе название глюонов (от английского *glue* — клей). По своим цветовым свойствам глюоны могут быть либо $SU(3)'$ — синглеты, либо $SU(3)'$ — октеты.

На первый взгляд, бесцветный глюон ($SU(3)$ и $SU(3)'$ — синглет) кажется предпочтительнее; экономнее.

Однако экономия на глюонах сразу же ведет к ряду серьезных неприятностей. Первая из них — $SU(9)$ — вырождение, обусловленное тем, что в этом случае одинаковы не только массы, но и сильные взаимодействия всех девяти кварков. Действительно, кварковый лагранжиан

$$\mathcal{L} = \bar{q}^{a\alpha} (i\hat{\partial} - g\hat{V} - m) q_{a\alpha},$$

где $a, \alpha = 1, 2, 3$; $\hat{\partial} = \gamma_\mu \partial_\mu$; $\hat{V} = \gamma_\mu V_\mu$, а V_μ — 4-вектор глюонного поля, можно записать в виде, который явно $SU(9)$ — инвариантен:

$$\mathcal{L} = \bar{q}^A (i\hat{\partial} - g\hat{V} - m) q_A,$$

где $A = 1, \dots, 9$. (Если бы для некоторых значений A значение q_A не равнялось единому для всех девяти кварков значению q , то это нарушило бы не только $SU(9)$, но и $SU(3)$ и (или) $SU(3)'$ — симметрии). $SU(9)$ — симметрия сразу же влечет за собой огромные мультиплеты. Если бы в природе имела место $SU(9)$ — симметрия, то октеты известных мезонов принадлежали бы 80-плетам ($9 \times 9 = 80 + 1$), а барионные октет и декуплет принадлежали бы соответственно 84- и 165-плетам ($9 \times 9 \times 9 = 84 + 165 + 240 + 240$), где 84-плет антисимметричен, 165-плет симметричен, а 240-плеты обладают смешанной симметрией. Такие размерности мультиплетов легко полу-

чить, если вспомнить, что число антисимметричных комбинаций типа $[abc]$ из сортов n кварков равно

$\frac{n(n-1)(n-2)}{1 \cdot 2 \cdot 3}$, а число симметричных комбинаций (типа $\{aaa\}$, $\{aab\}$, $\{abc\}$) равно $n + n(n-1) + \frac{n(n-1)(n-2)}{6} = \frac{n(n+1)(n+2)}{1 \cdot 2 \cdot 3}$. На-

помним, что в $SU(3)$ -симметрии $3 \times 3 \times 3 =$

$1 + 10 + 8 + 8$, а в $SU(6)$ -симметрии $6 \times 6 \times 6 = 20 + 56 + 70 + 70$.

При $SU(9)$ -вырождении в один $SU(9)$ -мультиплет входили бы и белые и цветные частицы с одинаковыми массами и одинаковыми сильными взаимодействиями. На опыте никаких следов такой $SU(9)$ -симметрии не видели, и, будем надеяться, не увидят. Угрозу $SU(9)$ -вырождения мы будем рассматривать как серьезный аргумент против белого глюона.

Другая причина, по которой белый глюон плох, заключается в том, что обусловленные им силы хотя и будут притягивать кварк к антикварку, но должны отталкивать кварк от кварка подобно обычным кулоновым силам. Ведь глюон по характеру своего взаимодействия подобен фотону. Но если кварки отталкиваются друг от друга, то не получается связанное состояние трех кварков - барцион.

Силы, обусловленные белым глюоном, становятся бесконечно большими по мере того, как растет импульс, перенос-

симый виртуальным глюоном. Это явление, которое носит название ультрафиолетовой нестабильности, многими рассматривается как дефект теории. Во всяком случае, оно приводит к тому, что теорией возмущений на малых расстояниях пользоваться нельзя. (Ультрафиолетовая нестабильность для фотонов была открыта еще в 50-х годах и получила тогда названия "нуля заряда", поскольку только теории с нулевым зарядом при малых переданных импульсах отвечает конечный заряд при больших переданных импульсах). В то же время данные по взаимодействиям адронов с лептонами и друг с другом не содержат никаких указаний на существование ультрафиолетовой свободы, когда по мере роста виртуальности частицы взаимодействуют друг с другом все слабей и слабей.

Ни одним из указанных выше недостатков не обладает модель, в которой глюоны образуют цветовой октет, причем каждый из этих восьми глюонов является синглетом относительно обычной $SU(3)$. В такой модели существует ультрафиолетовая свобода, нет $SU(9)$ -вырождения, цветные частицы могут быть гораздо тяжелее белых и можно качественно объяснить, почему системы $q\bar{q}$ и qqq связаны сильнее, чем qq или $qqq\bar{q}$.

Лагранжиан сильного взаимодействия глюонов с кварками имеют теперь вид

$$\mathcal{L}_S = g \bar{q}^{\alpha\alpha} \hat{V}_\alpha^\beta q_{\alpha\beta} = g \bar{q}^{\alpha\alpha} \hat{V}_i(\lambda_i)_\alpha^\beta q_{\alpha\beta} = g \bar{q}^{\alpha\alpha} \hat{V} \lambda_\alpha^\beta q_{\alpha\beta}$$

где $i = 1, \dots, 8$; $\alpha, \alpha = 1, 2, 3$. Здесь V_i - октет глюонов, а λ_i - восемь известных матриц 3×3 , образующих $SU(3)$ -вектор $\vec{\lambda}$ с компонентами

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & 1 \end{pmatrix}, \lambda_2 = \begin{pmatrix} i & \\ & -i \end{pmatrix}, \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}, \lambda_4 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} i & \\ & -i \end{pmatrix}, \lambda_6 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & 1 \end{pmatrix}, \lambda_7 = \begin{pmatrix} i & \\ & -i \end{pmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & \\ & -2 \end{pmatrix}$$

(Мы выписали лишь ненулевые элементы матриц λ_i).

Такой $SU(3)'$ и $SU(3)$ -инвариантный лагранжиан взаимодействия является $SU(3)'$ -обобщением изотопически инвариантного взаимодействия триплета ρ -мезонов

(ρ^+, ρ^-, ρ^0) с нуклонами: $\bar{N}^\alpha \hat{\rho}^\beta \vec{\tau}_\alpha N_\beta$

где $N_1 = p$, $N_2 = n$ - изодублет, $\vec{\tau}$ - изотриплет. Матрицы $\vec{\tau}$ имеют вид $\tau_1 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & 1 \end{pmatrix}$,

$$\tau_2 = \begin{pmatrix} i & \\ & -i \end{pmatrix}, \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}. \text{ Поскольку изото-}$$

пические матрицы привычной, мы докажем наши основные утверждения на примере простой изотопической модели.

Рассмотрим "ядро" - систему из N нуклонов (нуклонами мы называем здесь как нуклоны, так и антинуклоны), между которыми действует потенциал, обусловленный

обменом ρ -мезонами. Потенциал между двумя нуклонами i и j запишем в виде $U_{ij} \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j$ ($i, j = 1, \dots, n$; $i \neq j$). (Отметим, что в $\vec{\tau}_i$ индекс i означает номер нуклона, на который действуют три компоненты вектора $\vec{\tau}$, а в τ_i индекс i означает номер компоненты вектора $\vec{\tau}$). Для упрощения задачи мы будем считать, что нуклоны - нерелятивистские и что потенциал U_{ij} не зависит от номеров нуклонов: $U_{ij} = U$. Выразим теперь массу "ядра" M через массу нуклонов m_N и глубину потенциала U :

$$M = nm_N + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U_{ij} \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j = nm_N + \frac{U}{2} \left[\left(\sum_i \vec{\tau}_i \right)^2 - \sum_i \tau_i^2 \right]$$

Величина $\left(\sum_i \frac{1}{2} \vec{\tau}_i \right)^2$ по определению представляет собой квадрат оператора полного изотопического спина ядра, собственные значения которого равны $T(T+1)$, где T - изоспин ядра. $\left(\frac{1}{2} \vec{\tau}_i \right)^2$ - та же величина для i -го нуклона; ее собственное значение $3/4$. В результате получаем:

$$M = nm_N - \frac{3}{2} nU + 2UT(T+1) = n\tilde{m}_N + 2UT(T+1)$$

где $\tilde{m}_N = m_N - \frac{3}{2} U$ - эффективная масса нуклона в ядре. Замечательным свойством полученной формулы является то, что при заданном числе нуклонов n масса ядра определя-

тся только значением его изоспина. При этом, если

$$U \gg \tilde{m}_N, \quad \text{то изоспиглетные ядра } (T = 0) \text{ должны}$$

быть гораздо легче ядер с $T = 0$. Заметим, что при получении этого результата было очень существенно не только то, что потенциал – изовектор, но и то, что он зависит от “изо-

топического заряда” нуклона и может быть в одинаковой

матричной форме $U_{ij} \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j$ записан как для пар нуклон-нуклон, так и для пар нуклон-антинуклон и антинуклон-анти-

нуклон. Это свойство возникает из-за того, что в вершинах

$\bar{N} \vec{\tau} \gamma_{\alpha} N \vec{V}_{\alpha}$ изотопические заряды $\bar{N} \vec{\tau} \gamma_4 N$ являются генераторами изотопической группы $SU(2)$.

Если бы глюоны имели спин 0, а не единица, то это свойство отсутствовало бы.

Перейдем теперь от “ядра”, нуклонов N и матриц $\vec{\tau}$ к адрону, кваркам q и матрицам $\vec{\lambda}$, действующим в цветовом пространстве. Ясно, что мы обнаружим, что самыми легкими будут белые адроны – $SU(3)$ ’-синглеты, а цветные адроны могут быть гораздо тяжелее, чем белые. Действительно, масса адрона

$$M = nm_q + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U_{ij} \vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j = nm_q + \frac{U}{2} \left[\left(\sum_i \vec{\lambda}_i \right)^2 - \sum_i \vec{\lambda}_i^2 \right]$$

Величина $\left(\sum_i \frac{\vec{\lambda}_i}{2} \right)$ носит название квадратичного оператора Казимира и обозначается C (для $SU(2)$ -квадратичный

оператор Казимира – это квадрат полного изоспина).

Как известно, $SU(3)$ –мультиплет характеризуется двумя числами: числом верхних индексов a и нижних $b - T_{[b]}^{[a]}$. Число компонент (частиц) в $SU(3)$ –мультиплете выражается через a и b следующим образом:

$$N = \frac{1}{2} (a+1)(b+1)(a+b+2)$$

(например, для $a=0, b=0, N=1$, для $a=1, b=0, N=3$, для $a=2, b=0, N=6$, для $a=1, b=1, N=8$, для $a=3, b=0, N=10$).

Это выражение для N легко получить, если учесть, что число изомультиплетов в $SU(3)$ –мультиплете равно $(a+1)(b+1)$, а среднее число частиц в изомультиплете равно $\frac{1}{2}(a+b+2)$. (Для $SU(2)$ –мультиплета $T_{[b]}^{[a]}$ число частиц $N=2T+1=a+b+1$).

Собственное значение оператора Казимира для $SU(3)$ –мультиплета $T_{[b]}^{[a]}$ следующим образом выражается через a и b :

$$C(N) \equiv C(a, b) = \frac{1}{3} (a^2 + b^2 + ab + 3a + 3b)$$

Например, $C(1) = 0, C(3) = 4/3, C(6) = 10/3, C(8) = 3, C(10) = 4$. (Для $SU(2)$ –мультиплета $C(N) = T(T+1) = \frac{1}{4}(a+b)(a+b+2)$). Чтобы получить

приведенную выше формулу для $C(N)$, рассмотрим вначале действие матриц $\vec{\lambda}$ на одиночные кварки и пары кварков. Триплет кварков мы обозначим через u, d, s , где u и d — верхняя и нижняя компоненты дублета, а s — синглет. Легко проверить, что для кварков типа S и антикварков типа \bar{u} справедливы следующие соотношения:

$$\vec{\lambda}^2 s = (\lambda_4^2 + \lambda_5^2 + \lambda_6^2 + \lambda_7^2 + \lambda_8^2) s = (1+1+1+1+\frac{4}{3}) s = \frac{16}{3} s$$

$$\vec{\lambda}^2 \bar{u} = \frac{16}{3} \bar{u}$$

(Легко проверить, что $\vec{\lambda}^2 = \frac{16}{3} \lambda_0$, где $\lambda_0 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}$).

$$\vec{\lambda} \vec{\lambda}' s s' = \lambda_8 \lambda'_8 s s' = \frac{4}{3} s s'$$

$$\vec{\lambda} \vec{\lambda}' \bar{u} \bar{u}' = \frac{4}{3} \bar{u} \bar{u}'$$

$$\vec{\lambda} \vec{\lambda}' \bar{u} s' = \lambda_8 \lambda'_8 \bar{u} s' = \frac{(-1)(+1)(-2)}{3} \bar{u} s' = \frac{2}{3} \bar{u} s'$$

Здесь первый знак минус обусловлен тем, что матрица λ_8 является матрицей гиперзаряда, а гиперзаряды кварков и антикварков противоположны.

Рассмотрим теперь систему из a кварков типа S и b антикварков типа \bar{u} . Действие оператора $\frac{1}{4} \left(\sum_{i=1}^{a+b} \vec{\lambda}_i \right)^2$ на эту систему можно записать в виде суммы членов трех типов: 1) типа $\vec{\lambda}_i^2$ (их число равно $a+b$), 2) типа $\vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j$, действующих на пары $S \bar{u}$ (их число равно $a b$), 3) типа $\vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j$, действующих на пары SS

или $\bar{u}\bar{u}$ (их число равно $a(a-1) + b(b-1)$). В результате имеем^{ж)}:

$$C(N) \equiv C(a, b) = \frac{1}{4} \left\{ \frac{16}{3} (a+b) + \frac{4}{3} [a(a-1) + b(b-1)] + \frac{4}{3} ab \right\} \\ = \frac{1}{3} (a^2 + b^2 + ab + 3a + 3b)$$

Вернемся к формуле для массы составного адрона, которую мы можем записать теперь в виде:

$$M = n \left(m_q - \frac{8}{3} U \right) + 2C(N)U = n \tilde{m}_q + 2C(N)U$$

Эффективная масса кварка в адроне $\tilde{m}_q = m_q - \frac{8}{3} U$ может быть много меньше массы свободного кварка m_q . В принципе \tilde{m}_q может быть порядка 0,5 Гэв, в то время как m_q может стремиться к бесконечности. В последнем случае как кварки, так и вообще все цветные адроны были бы ненаблюдаемы: у нас не хватило бы энергии родить их и они превратились бы в математические символы. Физическими частицами остались бы лишь белые частицы, для которых $C = C(1) = 0$. Если стать на такую точку зрения, то естественно ожидать, что при этом и цветные глюоны должны стать ненаблюдаемы, т.к. их масса тоже будет бесконечно большой. Разумеется, можно рассматривать и возмож-

ж) Я благодарен А.Д. Долгову, указавшему мне на этот простой вывод.

ность существования свободных кварков конечной массы. В этом случае, как уже обсуждалось в предыдущей лекции, естественно ожидать, что их заряды целочисленны.

Наша массовая формула дает объяснение того, почему кварк и антикварк $q\bar{q}$ сильно связываются в белый мезон, а три кварка qqq - в белый барион, в то время как системы qq , $qq\bar{q}$ или $qqq\bar{q}$ остаются слабо связанными. Дело в том, что эти состояния не могут быть бесцветными, ведь единственными инвариантными $SU(3)$ -тензорами являются δ_{β}^{α} и $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$, а они "не могут справиться" со всеми цветовыми индексами, которые есть в системах $q_{\alpha}q_{\beta}$, $q_{\alpha}q_{\beta}\bar{q}_{\gamma}$, $q_{\alpha}q_{\beta}q_{\gamma}\bar{q}_{\delta}$. Наглядное объяснение того, почему дополнительный цветной кварк или антикварк плохо прилипают к белому бариону, заключается в том, что белый адрон не имеет цветового заряда и вокруг него нет "кулоновского" цветового поля (запрещен одноглюонный обмен между белой частицей и кварком). Таким образом, кварковые силы обладают свойством насыщения.

Запишем формулу для M в виде

$$M = \left(n - \frac{3}{4} C(N) \right) \tilde{m}_q + \frac{3}{4} C(N) m_q$$

Если $m_q = 4$ Гэв, а $\tilde{m}_q = 0,4$ Гэв, то $M = 4,4$ Гэв для триплетного дикварка ($n = 2$, $N = 3$); $M = 9,8$ Гэв для

секстетного дикварка ($n = 2$, $N = 6$) и $M = 8,9$ Гэв
для октетного мезона ($n = 2$, $N = 8$).

Остановимся на вопросе об электрических и барионных зарядах глюонов. В модели супернейтральных кварков ($B = 1/3$, $Q_p = 2/3$, $Q_n = Q_\lambda = -1/3$) электрические и барионные заряды всех глюонов равны нулю. В модели, в которой B и Q — целые ($B_1 = -1$, $B_2 = B_3 = +1$, $Q_{p1} = 0$, $Q_{p2} = Q_{p3} = 1$) имеется 4 глюона с $Q = 0$ и $B = 0$, 2 глюона с $Q = 1$ и $B = 2$ и 2 глюона с $Q = -1$ и $B = 2$. То обстоятельство, что в один цветовой мультиплет вошли частицы с разными барионными зарядами является общим свойством этой модели и относится, разумеется, не только к глюонам, но и ко всем цветным адронам.

Медленные тяжелые кварки, движущиеся в эффективной потенциальной яме большой ширины, напоминают несколько движение атомных ядер в молекуле. Сама молекула является при этом аналогом составного адрона. Различие заключается в том, что кварковая потенциальная яма не только очень широкая, но и очень глубокая: она почти полностью "съедает" массу кварков.

Медленное движение кварков в яме можно было бы обеспечить, если бы, подобно ядрам в молекуле, они отталкивались при сближении на малые расстояния. Тогда каждый кварк находился как бы на две осцилляторной ямы,

причем жесткость осциллятора можно охарактеризовать мас-
сой глюона m_g : $U \sim m_g^3 x^2$, где x - отклоне-
ние кварка от положения равновесия. По теореме вириала

$$p^2/2m_q \sim m_g^3 x^2, \text{ где } p - \text{импульс кварка, а } m_q - \text{его масса (сюда входит } m_q, \text{ а не } \tilde{m}_q \text{)}.$$

Т.к. в силу соотношения неопределенности $p \sim 1/x$, то

$$x^4 \sim 1/m_q m_g^3 \text{ и, следовательно, } x \sim \frac{1}{m_q} (m_g/m_q)^{1/4}$$

Если бы выполнялось неравенство $m_q^{1/4} \gg m_g^{1/4}$, то движение кварков в адроне было бы не только нерелятивистским, но и классическим, подобно движению ядер в молекуле. В этом случае можно было бы говорить о положении кварка в адроне и рассматривать стереохимическую структуру кварковых молекул. Разумеется, параметр классичности в кварковой молекуле значительно хуже, чем в обычной молекуле, где роль m_q играет масса ядра, а роль m_g - величина αm_e - обратная величина боровского радиуса. Так что для молекулы водорода $(m_g/m_q)^{1/4}$ следует заменить на $(\frac{\alpha m_e}{m_p})^{1/4} < 0,1$.

Попробуем применить представление о кварковых молекулах к вопросу о возможном существовании так называемых экзотических частиц. Напомним, что согласно общепринятой терминологии, название экзотических частиц получили частицы, которые не являются ни цветными, ни суперзаряженными, но не могут быть построены из пары $q\bar{q}$ (мезо-

ны) или из трех кварков (барионы). Они получаются из обычных мезонов и барионов добавлением пары $q\bar{q}$ или нескольких таких пар. Простейшие экзотические мезоны должны иметь структуру $q\bar{q}q\bar{q}$ и должны принадлежать 27-плету, например, резонансы с квантовыми числами $\pi^+\pi^+$ или K^+K^+ . Простейшие экзотические барионы должны иметь структуру $qqqq\bar{q}$ и должны принадлежать 27-плету или 35-плету, например, резонансы в системе K^+p или $\pi^+\Delta^{++}$.

Рассмотрим в качестве примера белую систему $q\bar{q}q\bar{q}$. Если "стереохимическая структура" имеет вид тетраэдра (См. рис. 10а), то расстояния между всеми кварками одинаковы и предположение о том, что все U_{ij} одинаковы ($U_{ij} = U$), законно.

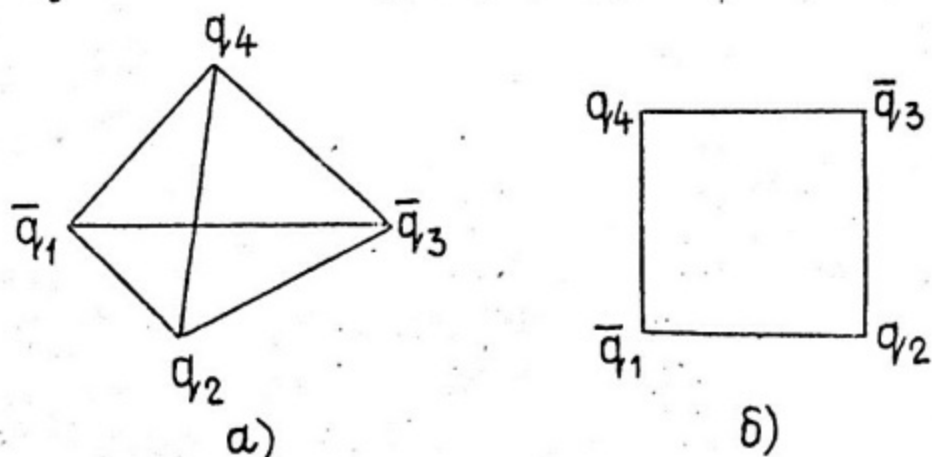


Рис. 10. Пространственные структуры экзотических мезонов.

В этом случае, согласно массовой формуле, полученной

выше, масса всей системы равна $M = 4\tilde{m}_q$. Посмотрим, не окажется ли более сильно связанной квадратная структура, изображенная на рис. 10б. Предположим, что $U_{12} = U_{23} = U_{34} = U_{41} = U$, а $U_{13} = U_{42} = U'$, причем $U' \neq U$. Из наглядных соображений, основанных на том, что диагональ квадрата больше, чем его сторона, естественно считать, что $U' < U$, но, как мы увидим в дальнейшем, наши выводы не будут опираться на это неравенство. Выражение для M приобретает в этом случае вид:

$$\begin{aligned}
 M &= 4m_q + U(\vec{\lambda}_1\vec{\lambda}_2 + \vec{\lambda}_2\vec{\lambda}_3 + \vec{\lambda}_3\vec{\lambda}_4 + \vec{\lambda}_4\vec{\lambda}_1) + U'(\vec{\lambda}_1\vec{\lambda}_3 + \vec{\lambda}_2\vec{\lambda}_4) = \\
 &= 4m_q + \frac{1}{2}U \left[\left(\sum_{i=1}^4 \vec{\lambda}_i \right)^2 - \sum_{i=1}^4 \vec{\lambda}_i^2 \right] + \\
 &+ \frac{U' - U}{2} \left[(\vec{\lambda}_1 + \vec{\lambda}_3)^2 + (\vec{\lambda}_2 + \vec{\lambda}_4)^2 - \sum_{i=1}^4 \vec{\lambda}_i^2 \right]
 \end{aligned}$$

Так как мы рассматриваем белое состояние, то значение оператора Казимира $\frac{1}{4} \left(\sum_{i=1}^4 \vec{\lambda}_i \right)^2$ равно нулю. Учитывая, что $\frac{1}{4} \vec{\lambda}^2 = 4/3 \lambda_0$ и вводя, как и раньше, $\tilde{m}_q = m_q - \frac{8}{3}U$, мы можем записать M в виде:

$$M = 4\tilde{m}_q + 2(U' - U) \left[C(N_{13}) + C(N_{24}) - \frac{16}{3} \right]$$

Здесь $C(N_{13})$ и $C(N_{24})$ – операторы Казимира для пар $\bar{q}_1 \bar{q}_3$ и $q_2 q_4$ соответственно, а N_{13} и N_{24} – размерности цветовых мультиплетных состояний, в которых находятся эти пары. Так как суммарное состояние всех четырех кварков – белое, то $N_{13} = N_{24} = N$. Легко понять, что есть всего две возможности: $N = 3$ (триплет + антитриплет) и $N = 6$ (секстет + антисекстет). Учитывая, что $C(3) = 4/3$, а $C(6) = 10/3$, мы приходим к выводу, что при $U' < U$ парам кварков энергетически выгодно находиться в состоянии с $N = 6$. При этом:

$$M = 4\tilde{m}_q - \frac{8}{3}(U - U') < 4\tilde{m}_q$$

Если бы было $U' > U$, то парам было бы выгодно иметь $N = 3$ и мы имели бы

$$M = 4\tilde{m}_q - \frac{16}{3}(U' - U) < 4\tilde{m}_q$$

Мы видим, что квадрат имеет большую энергию связи, чем тетраэдр, если значения U в обоих случаях одинаковы.

Разумеется, утверждение о том, что экзотические мезоны должны быть легкими, не следует понимать слишком буквально. Так например, мы наверняка знаем, что стабильных мезонов с квантовыми числами $\pi^+ \pi^+$ (или $K^+ K^+$) и массами, меньшими, чем $2m_\pi$ (или $2m_K$), нет.

Наше рассмотрение слишком грубо, чтобы претендовать на предсказания с точностью, лучшей, чем Гэв². Ведь даже эффективные массы \tilde{m}_q в различных мезонах различны: в π - 70 Мэв, в ρ - 370, в ρ' - 800 Мэв. Поэтому мы можем придавать лишь качественный смысл проделанным выше оценкам масс экзотических частиц.

Вообще следует подчеркнуть, что наивные нерелятивистские расчеты масс, продемонстрированные выше, являются более чем сверхупрощенными. Если ограничиться одвоглюонным обменом, то нельзя получить отталкивание на малых расстояниях. Потенциал типа $e^{-m_g r}/r$, где m_g - масса глюона, слишком сингулярен на малых расстояниях, чтобы кварки могли в нем двигаться нерелятивистски. Если же учесть более сложные обмены, то становится непонятным, почему потенциал имеет вид $\vec{\lambda}_i \vec{\lambda}_j U_{ij}$. На то, как опасно пользование нерелятивистской массовой формулой при $\tilde{m}_q \ll m_q$, указывает то обстоятельство, что при достаточно глубокой яме мы получаем отрицательную суммарную массу, M . Не лучше ситуация и в случае релятивистского уравнения типа Бете-Солпитера. Примеры, рассмотренные в литературе, обнаруживают, что в очень глубоких ямах отрицательным становится M^2 . По-видимому, при $M \lesssim m_q$ становится неприменимым понятие потенциала.

Лекция 5.АННИГИЛЯЦИЯ $e^+e^- \rightarrow$ АДРОНЫ.

Интерес к цветным частицам особенно возрос в последнее время в связи с новыми данными по аннигиляции

$e^+e^- \rightarrow$ адроны, полученными на встречных кольцах во Фраскати, Кембридже и Стенфорде. Как оказалось, сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны примерно постоянно в интервале энергий E от 3 до 5 Гэв в с. п. и. и составляет примерно 25 нб ($2,5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$). Обычно говорят о величине R , которая определена следующим образом:

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

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ надежно вычисляется теоретически: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2/3S$, где

$S = E^2$. На опыте величина R линейно растет с ростом S и достигает значения $R \sim 6$ при $S = 25 \text{ Гэв}^2$. Такое поведение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны оказалось для большинства экспертов неожиданным. В последние годы ожидали, что R окажется равным $2/3$ и не будет зависеть от энергии. Такое ожидание было основано на наивной партонной картинке, согласно которой аннигиляция в адроны происходит в два этапа. Сначала e^+e^- аннигилируют в пару партонных — точечных кварков ($q\bar{q}$), которые затем превращаются в адроны. Предполагалось,

что величина сечения целиком определяется на первом этапе. Тогда при рождении обычных дробнозарядных кварков

$R = 4/9$ для пары $p\bar{p}$ и $R = 1/9$ для каждой из пар $n\bar{n}$ и $\lambda\bar{\lambda}$. При этом суммарно $R = 2/3$.

Когда первые опыты стали указывать на то, что $R > 1$, вспомнили о цветных кварках.

Если воспользоваться формулой $R = \sum_{i=1}^9 Q_i^2$, то для трех дробнозарядных триплетов мы получим

$R = 2/3 \times 3 = 2$. Еще большее значение R получается в модели, где 9 кварков имеют целочисленные заряды, причем $Q_{p_1} = Q_{\lambda_1} = -1$, $Q_{p_2} = Q_{p_3} = +1$, а остальные пять кварков нейтральны. В этом случае $R = 4$.

В принципе, имея 9 кварков и формулу $R = \sum_{i=1}^9 Q_i^2$, можно получить любое наперед заданное значение R .

Ведь пока не обнаружены цветные частицы, у нас нет никаких физических ограничений для зарядов цветных кварков, кроме требования А: $Q_{p_\alpha} = Q_{n_\alpha} + 1 = Q_{\lambda_\alpha} + 1$ для любого $\alpha = 1, 2, 3$, которое обусловлено тем, чтобы получались правильные заряды у нонета белых мезонов, и требования В: $Q_{p_1} + Q_{p_2} + Q_{p_3} = 2$ (или эквивалентных требований $\sum_{\alpha} Q_{n_\alpha} = -1$ или $\sum_{\alpha} Q_{\lambda_\alpha} = -1$), которое обусловлено тем, чтобы получались правильные заряды у белых барионов. Если $Q_{p_1} = Q_{p_2} = Q_{p_3}$, то из А и В сразу же следует, что заряды всех триплетов

фиксированы и одинаковы ($Q_p = 2/3$, $Q_n = Q_\lambda = -1/3$). В общем случае, однако, два заряда, скажем Q_{p_2} и Q_{p_3} , могут быть выбраны произвольно. Набор целых зарядов, обсуждавшийся выше, отвечает $Q_{p_2} = Q_{p_3} = 1$, $Q_{p_1} = 0$. Но мы могли бы сделать и другой какой-либо выбор. Правильен ли этот выбор, мы, строго говоря, могли бы узнать, лишь измерив на опыте заряды цветных частиц. Разумеется, выбор зарядов кварков сказывается на физических процессах с участием одних лишь белых частиц, однако эту зависимость мы можем проследить сегодня лишь в рамках какой-либо модели. Например, в партонной модели выбор больших Q приводит к большому сечению аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, сказывается он и на электророждении $e^-p \rightarrow$ адроны.

Соотношение $Q = T_3 + \frac{Y}{2} + \frac{C}{3}$ для обычных белых адронов с $C = 0$, входящих в белые $SU(3)$ -мультиплеты в рамках группы $SU(3)$ отвечает операторному соотношению

$$Q = \frac{\alpha}{2} \lambda_3 + \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \lambda_8 + \gamma \lambda_0$$

где

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & -1 & \\ & & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix}, \quad \lambda_0 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}$$

со следующими значениями α, β, γ : $\alpha = 1$,
 $\beta = 1$, $\gamma = 0$. Эти значения определены условием,
 чтобы наблюдаемые белые частицы имели наблюдаемые на
 опыте заряды.

В случае группы симметрии $SU(3) \times SU(3)'$,
 вообще говоря,

$$Q = \alpha T_3 + \beta \frac{Y}{2} + \alpha' T_3' + \beta' \frac{Y'}{2} + \gamma \frac{D}{3}$$

Но учитывая, что наблюдаемые белые частицы суперней-
 тральны и целозарядны, необходимо, чтобы $\alpha = 1$,

$\beta = 1$, $\gamma = 0$. Этому отвечает следующее операторное
 соотношение:

$$Q = \frac{\alpha}{2} \lambda_3 \lambda_0' + \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \lambda_8 \lambda_0' + \frac{\alpha'}{2} \lambda_0 \lambda_3' + \frac{\beta'}{2\sqrt{3}} \lambda_0 \lambda_8' + \gamma \lambda_0 \lambda_0'$$

с $\alpha = \beta = 1$, $\gamma = 0$. Свобода в выборе зарядов цвет-
 ных кварков, о которой мы говорили, выражается в том,
 что α' и β' пока не фиксированы.

Упомянем, что максимальное, наблюдаемое на опыте
 значение $R = 6$ получается в модели трех цветных квар-
 тетов ($p_\alpha, n_\alpha, \lambda_\alpha, p_\alpha', n_\alpha', \lambda_\alpha'$), $\alpha = 1, 2, 3$, с заря-
 дами, приведенными в таблице 5.

$$Q = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

Таблица 5. Заряды
 12-ти цветных квар-
 ков.

Такая модель, с одной стороны, решает все трудности с нейтральным странным током, о которых говорилось в первых двух лекциях, а с другой стороны, обладает всеми достоинствами цветовой симметрии. (Модель трех дробнозарядных квартетов ($Q_{p\alpha} = Q_{p'\alpha} = 2/3$, $Q_n = Q_{\lambda\alpha} = -1/3$, $\alpha = 1, 2, 3$) дает $R = 10/3$).

Итак, с помощью цветных кварков можно, оставаясь в рамках партонной картины, увеличить ожидаемое сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Но тут возникает вторая трудность: почему сечение постоянно, а не падает как $1/S$? Почему R растет с энергией? В ответ на этот вопрос придумано выражение "цветовая оттепель", смысл которого заключается в том, что цветовые степени свободы как бы "оттаивают" с ростом энергии, приводя таким образом к относительному росту сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны по сравнению с сечением $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Я не знаю, приобретут ли эти слова физический смысл впоследствии, но сегодня; мне кажется, они им не обладают.

Третья трудность, возникшая в связи с данными по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, связана с необычно быстрым ростом множественности π -мезонов, рождающихся при аннигиляции. Средняя энергия этих π -мезонов порядка $0,5 \text{ Гэв}$, и число их растет линейно с ростом энергии. Такой множественности партонная модель ни без цвета, ни с

цветом объяснить сегодня не может. (В электророждении – колыбели партонной модели – рост множественности логарифмический).

В совокупности все перечисленные особенности аннигиляции делают ее совершенно непохожей на глубоко-неупругое электророждение. Простая партонная модель не справилась с процессом аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны.

Если забыть о партонной модели и цветных кварках, остается вопрос, относящийся к качественной физике: чем обусловлено различие между аннигиляцией и электророждением?

Может быть; в аннигиляции мы еще далеки от асимптотических значений энергии в сечение определяется вкладом тяжелых векторных резонансов с квантовыми числами ρ , ω , ψ – мезонов, в которые переходит фотон (см. рис. 11).

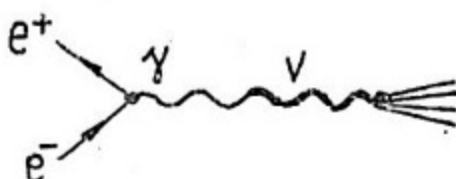


Рис. 11. Полусной вклад векторных мезонов в аннигиляции.

Самый тяжелый из известных сегодня V – мезонов ρ' имеет массу 1600 Мэв. Но существование более тяжелых V – мезонов не исключено.

Может быть, существенным является рождение пар век-

торных мезонов и других мезонов с большими спинами (см. рис. 12).

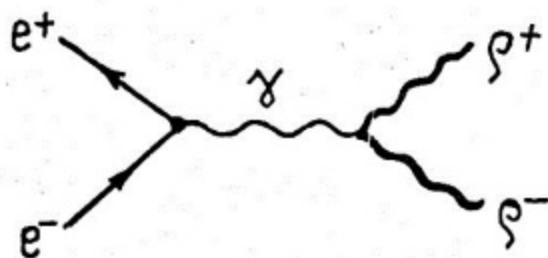


Рис. 12. Рождение пар резонансов.

Конечно, считать энергию 5 Гэв асимптотической можно только потому, что нет данных при действительно высоких энергиях. Но почему же глубокое электророждение выглядит так, как будто мы уже в асимптотике, хотя абсолютные значения $|q^2|$ там не больше, чем в аннигиляции?

А может быть, различие между аннигиляцией и электророждением уже асимптотическое? Может быть, оно связано с тем, что эти два процесса имеют разное число измерений d : для аннигиляции $d = 1$, для электророждения $d = 2$. Число измерений определяется тем, по скольким ортам 4-мерного пространства направлены большие 4-векторы энергии-импульса в системе центра энергии. В аннигиляции виртуальный фотон имеет большую энергию, но импульс его в с.ц.и. равен нулю. Поэтому частицы с большими импульсами рождаются плохо: они не знают, куда лететь и аннигиляция носит статистический характер. В электророждении имеется как большое E , так и большое P_z .

и процесс с образованием быстрых вторичных частиц с большими p_z является естественным. Если дело действительно в этом, то отбирая в аннигиляции те редкие случаи, когда один из конечных адронов уносит конечную долю всей энергии E при $E \rightarrow \infty$ и, следовательно, имеет большой импульс $\vec{p} \equiv p_z$, мы должны получить двумерный процесс, похожий на электророждение. Было бы интересно также сопоставить между собой еще более редкие трехмерные аннигиляции и электророждения, в которых имеются два больших импульса в ортогональных направлениях, например, по оси Z и оси, нормальной Z .

Наряду с попытками извлечь из данных по аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны какие-то указания о характере сильного взаимодействия, выдвинуты гипотезы о том, что в этом процессе проявляется аномальное взаимодействие лептонов с адронами типа $G_a(\bar{e}e)(\bar{q}q)$. Такое взаимодействие должно было бы давать в рамках партонной модели сечение, линейно растущее с ростом S , а его интерференция с подающей как $1/S$ электромагнитной аннигиляцией должна давать вклад в сечение, не зависящий от S . Если предположить, что при $S \sim 25 \text{ ГэВ}^2$ амплитуды электромагнитного и аномального взаимодействий сравнимы, то $G_a \sim \frac{4\pi\alpha}{25136^2} \sim 4 \frac{10^{-3}}{m_p^2} \sim 400 \text{ Г}$. Непосредственным следствием такой гипотезы является предсказание,

что сечение аннигиляции $e^+ e^- \rightarrow$ адроны должно проявить линейный рост с S , как только будет увеличена энергия сталкивающихся электронов и позитронов, например, с 5 Гэв до 10 Гэв. Аномальное взаимодействие лептонов с адронами давно является предметом теоретических спекуляций и экспериментальных поисков. Обычно под подозрением находится мюон, как более тяжелая и менее распространенная частица. Однако, и для электрона аномальное взаимодействие с $G_a \sim 10^2 G$ не противоречит известным экспериментальным данным. Очевидно, что существование такого взаимодействия имело бы многочисленные и очень интересные экспериментальные следствия. Переносчиком такого взаимодействия мог бы быть тяжелый баролептон χ (см. рис. 13).

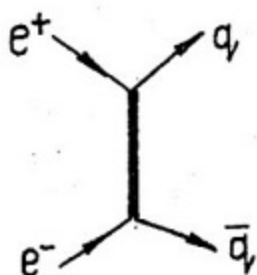


Рис. 13. Аномальное взаимодействие $(\bar{e}e)(\bar{q}q)$, обусловленное баролептоном χ .

Совершенно не выясненным является сегодня вопрос о том, не может ли аномалия, обнаруженная в аннигиляции $e^+ e^- \rightarrow$ адроны, избавить нас от необходимости введения суперзаряженных частиц и симметрий, более высоких, чем

$SU(3)$, для компенсации нейтральных токов с изменением странности. Может быть, эта аномалия является указанием на то, что сильное взаимодействие все-таки обрывает слабые петли при совсем низких энергиях, обходясь при этом без компенсаций за счет новых частиц и высших симметрий.

Говоря о достоинствах цветных кварков, обычно приводят в качестве аргумента распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. В рамках кварковой модели с учетом частичного сохранения аксиального тока (PCAC) для амплитуды этого процесса можно получить соотношение:

$$F = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{\alpha S}{f_\pi}, \quad \text{причем} \quad \Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{F^2 m_{\pi^0}^3}{64\pi}.$$

Здесь $\alpha = 1/137$, $f_\pi = 0,96 m_{\pi^+}$ — константа, определяющая ширину распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$. Для триплета дробнозарядных кварков $S = Q_p^2 - Q_n^2 = 1/3$, для трех триплетов кварков

$$S = \sum_{\alpha=1}^3 (Q_{p\alpha}^2 - Q_{n\alpha}^2) = \sum_{\alpha=1}^3 Q_{p\alpha} + \sum_{\alpha=1}^3 Q_{n\alpha} = 1.$$

Последнее равенство ($S = 1$) справедливо независимо от того, каковы заряды кварков — целые или дробные. Это связано с тем, что

$$\sum_{\alpha=1}^3 Q_{p\alpha} = 2, \quad \sum_{\alpha=1}^3 Q_{n\alpha} = -1,$$

поскольку три протонных кварка образуют Δ^{++} , а три нейтронных — Δ^{-} . Экспериментальная ширина $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ резко противоречит значению $S = 1/3$ и хорошо согласуется с $S = 1$.

То обстоятельство, что в амплитуду распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ входит величина типа $Q_p^2 - Q_n^2$, тривиально (см. рис. 14).

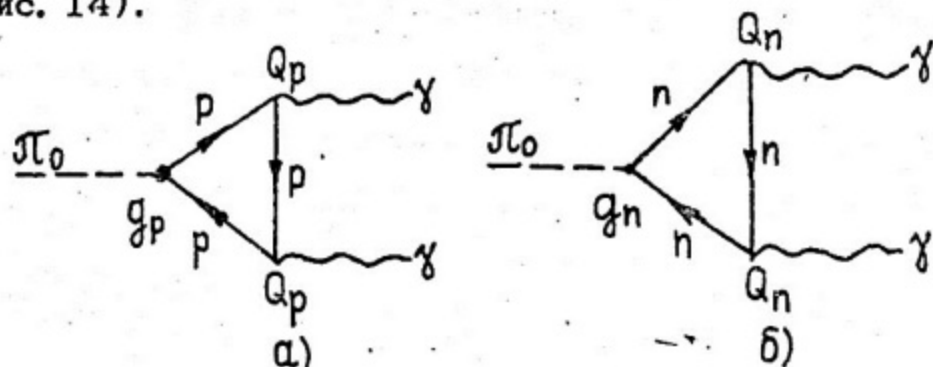


Рис. 14. Диаграммы теории возмущений для распада

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Действительно, амплитуда определяется суммой графиков а) и б), а в силу изотопической инвариантности

$$g_n = -g_p$$

Более нетривиальным является то, что при переходе от одного триплета к трем не меняется величина g_p . Последнее связано с тем, что в силу PCAC, а более конкретно, в силу соотношения Гольдбергера-Треймана для кварка g_p однозначно определяется массой кварка m_q и величиной f_π :

$$\sqrt{2} g_p = \frac{2m_q}{f_\pi}$$

Интегралы, отвечающие диаграммам рис. 14, сходятся и пропорциональны g_p/m_q . Поэтому в окончательный результат масса кварка не входит. В частности, кварки могут быть сколь угодно тяжелыми.

Лекция 6.ДВЕНАДЦАТЬ КВАРКОВ.

В двух первых лекциях мы установили, что слабые взаимодействия требуют от нас введения в дополнение к трем кваркам p , n , λ как минимум, еще одного — четвертого кварка p' . Более того, они требуют, чтобы существовала симметрия, более высокая, чем $SU(3)$, относительно которой p' и p , n , λ равноправны.

$SU(4)$ — симметрия сильных взаимодействий привела нас к предсказанию существования целого семейства пока не обнаруженных на опыте, но довольно легких частиц, суперзаряженных адронов с массами порядка нескольких ГэВ.

В последующих лекциях мы узнали, что сильные электромагнитные взаимодействия указывают на то, что каждый из трех кварков p , n , λ должен иметь по три цветных разновидности. При этом сильные взаимодействия

$SU(3) \times SU(3)'$ — инвариантны и массы цветных частиц могут быть, вообще говоря, гораздо больше масс обычных бесцветных адронов и, в принципе, могут быть бесконечно тяжелыми. Так что цветные адроны могут быть не физическими частицами, а, так сказать, математическими объектами. Во всяком случае, цветовая шкала масс может быть совершенно иной, чем шкала масс обычных адронов.

Естественно задать вопрос: нельзя ли с помощью цветовой симметрии решить заодно и проблемы слабого взаимодействия и избежать, тем самым, вывода о существовании суперзаряженных адронов? Не избавимся ли мы от $SU(4)$ - симметрии, если возложим задачу компенсации опасных петель в слабых взаимодействиях на один или несколько цветных кварков p , n , λ , не вводя при этом p' - кварка? Простой анализ показывает, что избавиться таким путем от суперзаряженных частиц нельзя. Более того, оказывается, что если мы не введем $SU(4)$ - симметрию, то нам придется ввести гораздо более плодovitую $SU(9)$ - симметрию. При этом, в отличие от $SU(4)$, $SU(9)$ - симметрия должна быть нарушена не сильнее, чем $SU(3)$ - симметрия, что явно противоречит опыту. (Заметим также, что реализовать $SU(9)$ с помощью октета глюонов ... нельзя и мы потеряли бы обсуждавшуюся в 4-ой лекции наглядную массовую формулу).

Поясним теперь сделанные выше утверждения. Для этого рассмотрим девять кварков (p_α , n_α , λ_α ,

$\alpha = 1, 2, 3$) и предположим, что дублетами, входящими в слабый $V-A$ ток являются (p_1 , n_1^θ) и (p_2 , λ_1^θ). Здесь, как всегда,

$$n_1^\theta = n_1 \cos \theta + \lambda_1 \sin \theta, \quad \lambda_1^\theta = -n_1 \sin \theta + \lambda_1 \cos \theta.$$

Синий кварк p_2 взял теперь на себя компенсаторные

функции p' в диаграммах, которые мы обсуждали в первой лекции. Например, две диаграммы рис. 15 сокращают друг друга:

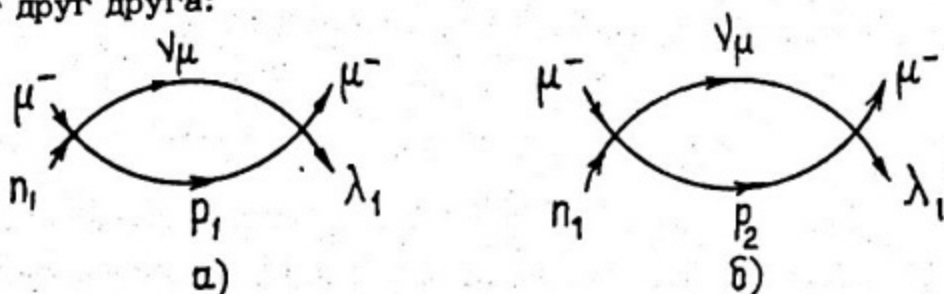


Рис. 15. Взаимно компенсирующиеся диаграммы в модели девяти кварков.

Аналогичные сокращения происходят и в других петлях, и мы избавляемся, таким образом, от нежелательных эффектов. Однако, если мы хотим, чтобы виртуальные сильные взаимодействия не разрушили этих компенсаций, необходимо, чтобы сильное взаимодействие было инвариантно относительно слабых изотопических преобразований дублетов (p_1, p_1^0) и (p_2, λ_1^0) . Что касается первого из этих дублетов, то его компоненты входят в один (желтый) $SU(3)$ -триплет и искомую изотопическую инвариантность мы получаем, что называется, бесплатно. Непреодолимая трудность заключена во втором дублете, в который входят синий p -кварк и желтый λ^0 -кварк. Наше сильное взаимодействие уже $SU(3) \times SU(3)$ -инвариантно. Это означает, что равноправны все три строки и все три столбца в таблице 6 девяти кварков.

обычной изотопической инвариантности сильных взаимодействий. Это следует из рассмотрения свойств слабого адронного тока, а более точно, из того, что следствия гипотезы сохраняющегося векторного тока проверены с процентной точностью.

Если бы $SU(3)'$ сильно нарушалась, то обычные адроны, имея T_3' и Y' равные нулю, вместе с тем не были бы абсолютно белыми, а имели бы сильные примеси цветных состояний с $T' = 0$. Слабый заряженный адронный ток $j_h^+ = \bar{p}' n_1^\theta + \bar{p}'^2 \lambda_1^\theta$ давал бы при этом различные вклады в матричные элементы между наблюдаемыми адронами. В результате нарушилось бы, например, известное соотношение между векторными константами в распаде нейтрона $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ и распаде π^+ -мезона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$: $G_\pi = \sqrt{2} G_n$. (Матричные элементы между обычными адронами отличны от нуля только у первого слагаемого в слабом токе: $\bar{p}' n_1^\theta$, которое сохраняет T_3' и Y' . Второе слагаемое меняет "проекцию цвета" и дает вклад в матричные элементы лептонных распадов обычных адронов лишь в высших порядках по слабому взаимодействию. Легко проверить, что вклад члена типа $\bar{a}^\alpha b_\beta$ может быть представлен в виде: $\bar{a}^\alpha b_\beta = \frac{1}{3} \delta_\beta^\alpha (\bar{a}' b_1 + \bar{a}^2 b_2 + \bar{a}^3 b_3) +$ октет по $SU(3)$. Причем в обкладках между белыми адронными состояниями ненулевой вклад дает только пер-

вое слагаемое).

В нелептонные распады белых адронов дает вклад не только квадрат первого члена $(\bar{p}^1 n_1^\theta)(\bar{n}^{\theta 1} p_1)$, но и квадрат второго $(\bar{p}^2 \lambda_1^\theta)(\bar{\lambda}^{\theta 1} p_2)$, поскольку это выражение сохраняет "проекции цвета" T_3 и Y' . Комбинируя вклады этих двух слагаемых, можно даже получить правило $\Delta T = 1/2$ для нелептонных распадов адронов, и очень жаль, что $SU(9)$ -вырождение делает эту схему неприемлемой.

Итак, четвертый кварк, $SU(4)$ -симметрия и суперзаряженные адроны — это не роскошь, а необходимость. Если же мы, вводя p' -кварки, хотим по-прежнему пользоваться всеми благами цвета, то мы с неизбежностью приходим к двенадцати кваркам и симметрии $SU(4) \times SU(3)'$.

Разумеется, с пифагорейской точки зрения, 12 кварков не так красивы, как 3 и, если говорить откровенно, то совсем некрасивы. Но по крайней мере, они позволяют качественно решить все наши проблемы при условии, что суперзаряженные адроны действительно существуют в природе. Если же эти частицы не будут открыты на опыте, то нам придется серьезно пересмотреть наши представления о сильных и(или) слабых взаимодействиях.

Новые частицы появились в физике по-разному. Открытие одних было триумфом теории, они были предсказаны теоре-

тиками: позитрон – Дираком, мезон – Юкавой, Ω^- –гиперон – Гелл–Манном. Открытие других частиц было неожиданностью для физиков, и место этих частиц в физической картине мира становилось ясным лишь спустя длительное время после открытия. (Так было, например, с К–мезонами, которые столько рассказали нам впоследствии о странности и четности, с Δ –изобарой – первым из резонансов, Что касается мюона, то мы до сих пор не понимаем, зачем он нужен).

Экспериментальное открытие суперзаряженных адронов не было бы неожиданностью. Место в физической картине мира для них уже приготовлено. Неясно только, захотят ли они занять это место. Теоретические аргументы в пользу существования этих частиц не кажутся сегодня столь же обоснованными, как в свое время аргументы в пользу существования позитрона или β –распадного нейтрино. Но может быть, они обоснованы не хуже, чем, предсказания двух типов нейтрино или Ω^- –гиперона.

Пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность за многочисленные полезные обсуждения С.С.Герштейну, А.Б.Кайдалову, И.Ю.Кобзареву, Л.Г.Ландсбергу, Н.Н.Николаеву, М.В.Терентьеву, А.В.Турбинеру. Особенно я благодарен А.Д.Долгову и В.И.Захарову, результаты совместных

работ с которыми широко использованы в этих лекциях.

ЛИТЕРАТУРА

Лекция 1. Слабое взаимодействие и четвертый кварк,

S.L.Glashow, J.Kliopoulos, L.Maiani - Weak interactions with
lepton-hadron symmetry Phys.Rev.D2, 1285 (1970)

Б.Л. Иоффе - Слабые взаимодействия на малых расстояниях.
УФН, 110, 357 (1973)

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович - Перенормируемые модели
электромагнитных и слабых взаимодействий.
УФН 112, № 4 (1974)

А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович - Ограничения на массы су-
перзаряженных адронов в модели Вайнберга.
Письма ЖЭТФ 18, 141 (1973)

Л.Б. Окунь - Слабое взаимодействие при высоких энергиях.
Единая теория слабого ~~и электромагнитного~~ и
электромагнитного взаимодействий. Эlemen-
тарные частицы. ИТЭФ, выпуск 1, стр. 26,
Атомиздат, 1973.

Б.Л.Иоффе, Н.Н.Николаев - Замечания о единых калибровоч-
ных теориях слабого и электромагнитного
взаимодействий. Письма ЖЭТФ 17, 59 (1973)

Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин - нейтральные токи и предел приме-
нимости теории слабых взаимодействий. ЯФ
6, 828 (1967)

C.H.Llewellyn-Smith - Unified models of weak and
electromagnetic interactions. Preprint
CERN TH 1747.

F.J.Hasett et al.-Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. Phys. Lett. B46, 138(1973).

R.Oehme, E.C.Swallow, R.Winston-The relative sign of strangeness changing axial vector and vector currents EFI-73-16

Лекция 2. Суперзаряженные частицы и SU(4)-симметрия.

J.D.Bjorken, S.L.Glashow-Elementary particles and SU(4). Phys. Lett. 11, 255 (1964)

Y.Hara - Unitary triplets and Eightfold Way Phys. Rev. 134, B701(1964)

D.Amati, H.Vacry, J.Nuyts, J.Pzentki - SU(4) and strong interactions Phys. Lett. 11, 190 (1964)

А.Салам - Симметрия сильных взаимодействий. Раппортерский доклад в Дубне, 1964. Дополнение к книге К.Нишиджима. Фундаментальные частицы. "Мир", 1965, стр. 429

L.Okun - Supercharged particles and the neutrino experiment. Phys. Lett. 12, 250(1964)

Н.Н.Николаев - Калибровочные модели слабого взаимодействия и суперзаряженные адроны. Письма ЖЭТФ 18, 446 (1973)

- G.A. Snow - If "charm" particles exist can they be detected?
Nuclear Physics B55, 445 (1973)
- M.A.B. Beg. A. Zee - High energy neutrino experiments
and the nature of charm. Coo-2232-29, 1973.
- G. Altarelli, N. Cabibbo, L. Maiani, R. Petronzio - Neutrino
processes in a compound model for the
nucleon. Phys. Lett. B48, 435 (1974)
- A. de Rijula, S.L. Glashow - What neutrinos will tell
about gauge theories. Phys. Lett.
B46: 377 (1973)
- C.H. Albright - Charmed particle production by
neutrinos with the Weinberg
SU(4) currents TH 1774-CERN,
Nov. 1973

Лекция 3. Девять цветных кварков.

- M.Y. Han. Y. Nambu - Three-triplet model with double
SU(3) symmetry Phys. Rev. 139 B,
1038 (1965)
- Y. Nambu - in Preludes in theoretical Physics.
North Holland Publishing Co.
1966. Amsterdam, p. 133.

Н.Н.Боголюбов, В.А.Матвеев, Нгуен Ван-Хъеу, Д.Стоянов, Б.В. Струмянский, А.Н.Тавхелидзе, В.П.Шелест - Релятивистски инвариантные уравнения для составных частиц и формфакторов. Вопросы физики элементарных частиц. 5. Ереван, 1966, стр. 406

A.Tavkheldze-Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles Trieste, 1965 IAEA Vienna 1965 p.763-779

Y.Miyamoto - Three kinds of triplet model. Progr.Theor. Phys. Suppl. Extra No, p. 187 (1965)

M.Gell-Mann-Quarks CERN, TH 1543 (1972)

J.C. Pati, C.H.Woo-Remarks on the possible existence of stable or semistable charmed particles in the threetriplet model Phys. Rev. 3D, 1173 (1971)

Л.Г.Ландсберг - Поиски кварков. УФН 109, 569 (1973)

L.W. Jones - The continuing search for quarks. Phys. Today, May. 1973, p. 30

Г.М.Кукавадзе, Л.Я.Мемелова, Л.Я.Суворов - ЖЭТФ 47,
1777 (1964)

T.Alvåger, R.A.Naumann-Search for stable heavy
massive particles of positive
integral charge Phys.Lett. 24B, 647(1967)

Я.Б.Зельдович, Л.Б.Окунь, С.Б.Пикельнер - Кварки: астро-
физический и физико-химический аспекты.
УФН 87, 115 (1965)

Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков - Релятивистская астрофизика
"Наука". М.1967

K. Huang, S.Weinberg-Ultimate temperature
and the early Universe Phys.
Rev. Lett. 25, 895 (1970)

S.Frautschi-Statistical Bootstrap model of
hadrons Phys.Rev. D3, 2821 (1971)

А.Д.Сахаров - Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия
и барионная симметрия Вселенной. Письма
ЖЭТФ, 5 32 (1967)

- J.C. Pati, A. Salam - J_5 baryon number conserved?
 Phys. Rev. Lett. 31, 661 (1973)
- F. Reines, M.F. Crouch - University of California
 preprint UCI-10-P-19-84 (1974)
- H.S. Gurr, W.R. Kropp, F. Reines, B.S. Poyer - Experimental
 Test of Baryon Conservation
 Phys. Rev. 158, 1321 (1967)

Лекция 4. Цветные глюоны и кварковые молекулы,

- M.Y. Han, Y. Nambu - Three-Triplet Model with Double $SU(3)$
 Symmetry Phys. Rev. 139B, 1038 (1965)
- A.D. Dolgov, L.B. Okun, V.I. Zakharov - On the menace of $SU(9)$
 degeneracy Phys. Lett. B47, 258 (1973)
- H. Fritsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler - Advantages of
 the color octet gluon picture Phys.
 Lett. 47B, 365 (1973).
- H.J. Lipkin - Triality, exotics and dynamical
 Basis of the quark model
 Phys. Lett. 45B, 267 (1973).

O.W. Greenberg, D. Zwanziger - Saturation in
Triplet Models of Hadron Phys. Rev.
150, 1177 (1965)

Y. Nambu - Models, concerning the chemical structure of
hadrons EFI 73/24

Y. Nambu, M. U. Nah - Three triplets, paraquarks and „colored”
quarks EFI 73/27

А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь - О кварковых моле-
кулах. ЯФ 19 (1974)

Я. Б. Зельдович, А. Д. Сахаров - Кварковая структура и массы
сильновзаимодействующих частиц. ЯФ 4, 395,
(1966)

D. Fairman - A quark-eye view of exotics TN
1678 - CERN, May 1973

Лекция 5. Аннигиляция $e^+e^- \rightarrow$ адроны.

J. D. Bjorken - A theorist's view of e^+e^- -annihilation,
in Proc. Intern. Symposium on Electron
and Photon Interactions at High
Energies. August 1973. Preprint
SLAC-PUB-1318

R. P. Feynman - Photon-Hadron Interactions
W. A. Benjamin Inc. 1972

D. Amati, S. Fubini - A general outlook on scaling phenomena CERH TH. 1823 Feb. 1974.

H. Terazawa - Hadron production by electron-positron colliding beams Rockefeller Univ. preprint Coo-2232B-38

J.C. Pati, A. Salam - Are there Anomalous Lepton-Hadron Interactions Preprint, January 1974

Лекция 6. Двенадцать кварков.

M.A.V. Bég, A. Zee - Hadron structure and weak interactions in a gauge theory. Phys. Rev. Lett. 30, 675 (1973)

P. Fayet - $\Delta T = 1/2$ rule in nonleptonic weak interactions with Han-Nambu quarks. Phys. Lett. B48, 145 (1974)

A.D. Dolgov, L.B. Okun, V.I. Zakharov - On the menace of SU(9) degeneracy Phys. Lett. B47, 258 (1973)

Л 50276. Подп. к печати 12/У-74 г. Цена 35 к.
Заказ 561. Тираж 250.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, дом 1.