

539.1

В.85

МОСКОВСКИЙ
ОРДENA ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. И. Захаров

*Всесоюзная школа по теоре-
тической ядерной физике, ХГУ.*

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА И
«БОЛЬШОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ»

МОСКВА 1981

539.1
B. 85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

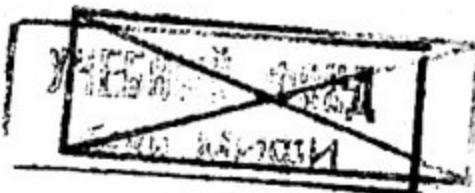
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.И. Захаров

*Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, № 9*

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА И
"БОЛЬШОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ"

40
Тексты лекций



Библиотечный
фонд
НИИУ МИФИ
г. Москва

Москва 1981

УДК 539.12

З а х а р о в В. И. Квантовая хромодинамика и "большое объединение". Тексты лекций. — М.: Изд. МИФИ, 1981, 36 с.

Лекции содержат элементарный обзор отдельных вопросов квантовой хромодинамики и моделей, объединяющих слабые, электромагнитные и сильные взаимодействия. В квантовой хромодинамике упор сделан на поведение эффективной константы связи и спонтанное нарушение киральной инвариантности. Из моделей "большого объединения" рассматривается известная группа $SU(5)$. Обсуждается также возможность существования нового сильного взаимодействия в тэвной области. Повторение для новых взаимодействий явлений асимптотической свободы, невылетания кварков, образования кваркового конденсата привело бы к ряду следствий в доступной области энергий.

ВВЕДЕНИЕ

Квантовая хромодинамика — это теория сильных взаимодействий. Ее задачей является предсказание, исходя из спектра кварков, спектра и свойств адронов. Квантовая хромодинамика в основных своих представлениях наверняка правильна (по крайней мере на расстояниях $r \gtrsim 10^{-7}$ см). Слабые и электромагнитные взаимодействия описываются моделью Глэшоу-Вайнберга-Салама. "Большое объединение" — это попытки построить единую теорию слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий. При этом необходимо решить, может ли быть известный спектр кварков и лептонов окончательным ответом. Хотя основные идеи кажутся неизбежными, "большое объединение" относится пока к области гипотез.

В настоящих лекциях мы кратко обсудим основные идеи, которые используются при построении единых теорий. В основном они уже опробованы на примере электрослабых или сильных взаимодействий. Изложение этих идей занимает последующие разделы 1 — 4. В разделах 5 — 6 обсуждается стандартная модель "большого объединения" — $SU(5)$ симметрия. Разделы 7 — 9 посвящены некоторым новым предложениям, выходящим за рамки стандартной схемы. Во всех случаях изложение носит качественный характер и призвано дать общее представление о предмете.

Предполагается, что исходные представления квантовой хромодинамики и теории электрослабых взаимодействий известны читателю. Не поясняется, например, понятие цвета кварков и глюонов, слабого изоспина. Предполагается, что читатель имеет представление о цветовой группе симметрии сильных взаимодействий $SU(3)_c$ и электрослабых $SU(2) \otimes U(1)$.

1. АСИМПТОТИЧЕСКАЯ СВОБОДА

Все современные теории кварков и лептонов используют довольно ограниченный круг достаточно простых идей. В случае сильных взаимодействий (квантовая хромодинамика) или слабых взаимодействий (модель Глэшоу-Вайнберга-Салама) эти идеи полностью или частично подтверждены экспериментом.

Наиболее известным свойством квантовой хромодинамики является знаменитая "асимптотическая свобода": эффективная константа связи падает на малых расстояниях. Если, например, поместить два очень тяжелых кварка на расстояние ρ , то сила их цветного кулоновского притяжения будет определяться величиной

$$\alpha_s(\rho) = \frac{\alpha_s(\rho_0)}{1 + \frac{b}{2\pi} \alpha_s(\rho_0) \ln \rho_0 / \rho} \equiv \frac{1}{\frac{b}{2\pi} \ln(1/\rho)}, \quad (1)$$

где Λ — фундаментальный параметр квантовой хромодинамики, а b — так называемый коэффициент в функции Гелл-Манна — Лоу:

$$b = 11 - \frac{2}{3} n_f,$$

где n_f — число кварков с массой $m_q \ll \rho^{-1}$; в частности, для $\rho \sim (\text{ГэВ})^{-1}$ $n_f = 3$ (т.е. u, d, s — кварки).

В самом изменении эффективной константы связи с расстоянием нет ничего нового. Аналогичная формула в случае электродинамики известна очень давно:

$$\alpha_{QED}(\rho) = \frac{\alpha_{QED}(\rho_0)}{1 - n_\ell \frac{2\alpha(\rho_0)}{3\pi} \ln \rho_0 / \rho}; \alpha_{QED}(\rho = m_e^{-1}) = 1/137, \quad (2)$$

где n_ℓ — число заряженных лептонов с массой $m_\ell \ll \rho^{-1}$.

Есть, однако, и существенные отличия. Во-первых, в случае электродинамики из-за малости константы α_{QED} эффекты порядка α_{QED}^2 не столь важны, как в случае сильных взаимодействий, где α_s значительно больше. Во-вторых, знак изменения константы разный: в электродинамике константа связи растет на малых расстояниях, а в квантовой хромодинамике — па-

дает. Рост константы легко понять. Действительно, разноименные заряды притягиваются, и электрон как бы "натягивает" на себя позитроны из вакуума. На языке графиков теории возмущений этот процесс описывается диаграммой (рис. 1) и ее итерациями. Проникая на меньшие расстояния, мы освобождаемся от эффекта экранировки заряда электрона облаком позитронно-электронных пар и видим больший заряд.

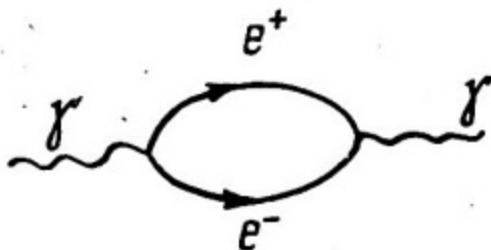


Рис. 1. Поляризация вакуума фотоном

В силу наглядности формулы (2) долгое время думали, что эффект экранировки совершенно универсален. Явление асимптотической свободы было открыто прямым счетом. Другой знак приходит от графиков с глюонными петлями рис. 2.



— — — = ГЛЮОН

Рис. 2. Поляризация вакуума глюоном

Позже многие пытались дать наглядное толкование явления антиэкранировки цветного заряда глюонным облаком (см., например, [1]). Эти попытки добиться простой интерпретации результата назвать успешными нельзя. Поэтому мы ограничимся здесь простым замечанием. Одноименные заряды отталкиваются, и в этом состоит объяснение формулы (2), но "одноименные" спины притягиваются:

$$H_g = -\text{const} (\vec{\delta}, \vec{\delta}_2) \quad (3)$$

(действительно, в ферромагнетике спинам выгодно выстроиться в одну сторону).

Вспомним, что в релятивистской ситуации, которая рассматривается, $\rho' \gg m_q$ — зарядовое и магнитное взаимодействие одного порядка. Если пытаться ввести магнитный момент векторной частицы, то он значительно больше, чем для спинорной. Поэтому эффект магнитного взаимодействия для глюонов пересиливает, возникает антиэкранировка цветного заряда глюонами.

Если имеем дело не с группой $SU(3)$, как в квантовой хромодинамике, а с группой $SU(N)$, то коэффициент

$$b = \frac{11}{3} N - \frac{2}{3} n_f. \quad (4)$$

Видно, что с увеличением ранга группы скорость падения константы связи возрастает.

В качестве последнего замечания, подчеркнем, что с уменьшением расстояний как бы размораживаются новые степени свободы. Так, условию $m_q \ll 1/\rho$ начинают удовлетворять более тяжелые кварки (c, b, \dots). Аналогично, в случае электролабых взаимодействий пользоваться формулой (2) можно только при $\rho \ll m_w^{-1}$.

2. ПЛЕНЕНИЕ ЦВЕТА

Если утверждение об асимптотической свободе непосредственно следует из теории, то представление о пленении (конфайнменте, невылетании) цвета заимствовано скорее из опыта. Действительно, все попытки обнаружить свободные кварки к успеху не привели. Из косвенных же данных известно, что внутри адронов кварки ведут себя как почти безмассовые частицы (в том, что касается u - и d -кварков). По всей видимости, при удалении цветного заряда приходится затрачивать энергию, которая растет линейно с расстоянием.

Простой феноменологической моделью, которая приводит к подобной картине, является модель мешков. Основное предположение здесь состоит в том, что внутри объема адрона существует положительная плотность энергии B , так что энергия адрона

$$E = B \cdot V + \sum_n E_{\text{кин}}^{(n)}, \quad (5)$$

где V — объем адрона; $E_{кин}^{(n)}$ — кинетические энергии составляющих адрон кварков. Вне объема адрона цветное поле кварков равно нулю. Это можно понимать как граничное условие.

Минимизируя энергию по форме адрона, решая уравнение Дирака с граничным условием, подгоняя константу B из опыта и т.д., можно далеко продвинуться в феноменологии модели мешков. (Это развитие лежит, однако, в стороне от темы лекций).

Замечательным новым шагом, который сделала модель мешков, на мой взгляд, заключается в том, что впервые была введена фактически положительная потенциальная энергия кварков — выражение (5) не содержит никакого притяжения кварков. В этом принципиальное отличие модели мешков от традиционных составных моделей.

В квантовой хромодинамике существует качественный механизм возникновения положительной плотности энергии B . Хотя очень рано говорить о том, будто бы модель мешков можно вывести из квантовой хромодинамики, опишем кратко упомянутый механизм.

Первый шаг здесь заключается в осознании того факта, что в хромодинамике уравнения поля нелинейны и могут иметь решения без внешних источников. Такие решения были действительно найдены и наиболее известным примером является инстантонное решение:

$$G_{\mu\nu}^a = \frac{\rho^2}{g_s} \frac{\eta_{a\mu\nu}}{[(x-x_0)^2 + \rho^2]^2}, \quad (6)$$

где $G_{\mu\nu}^a$ — тензор напряженности глюонного поля; (a — цветовой индекс, $a = 1, 2, 3$; μ, ν — лоренцевы индексы) x_0, ρ — положение и размер инстантона; $\eta_{a\mu\nu}$ — числовые тензоры ($\eta_{a\mu\nu} = \delta_{aa}\delta_{\mu\nu} + \frac{1}{2}\epsilon_{abc}\epsilon_{bc\mu\nu}$).

Отметим, что поле инстантона обратно пропорционально константе связи сильных взаимодействий g_s , иначе и не может быть для решения нелинейного уравнения. С самого начала очевидно, что инстантонное решение никогда не может быть найдено в теории возмущений, так как мы имеем дело с "не-пертурбативным" эффектом.

Неаналитичность по константе связи становится еще более очевидной, если вспомнить, что вероятность возникновения любой флуктуации пропорциональна

$$W(G_{\mu\nu}^a) \sim e^{-S_L}, \quad (7)$$

где S_L — классическое действие для данного поля,

$$S_L = \frac{1}{4} \int d^4x G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a$$

и для инстантона

$$S_{CL} = \frac{2\pi}{\alpha_s} .$$

В дальнейшем важно, что цветное электрическое поле инстантонов и других вакуумных флуктуаций мнимое. Это утверждение носит более общий характер, чем инстантонное решение, и следует фактически из лоренц-инвариантности. Действительно, для среднего по вакууму

$$\langle 0 | G_{\mu\nu}^a G_{\lambda\rho}^a | 0 \rangle = C (g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho} g_{\nu\lambda}) \\ (\mu, \nu, \lambda, \rho = 0, 1, 2, 3),$$

где мы воспользовались только тем, что в вакууме нет выделенного направления. Тогда

$$\langle 0 | (\vec{E}^a)^2 | 0 \rangle = \langle 0 | G_{0i}^a G_{0i}^a | 0 \rangle = -3C,$$

$$\langle 0 | (\vec{H}^a)^2 | 0 \rangle = \frac{1}{2} \langle 0 | G_{ik}^a G_{ik}^a | 0 \rangle = 3C, \\ (i, k = 1, 2, 3).$$

Поэтому либо электрическое \vec{E}^a , либо магнитное цветное поле \vec{H}^a — мнимое (a — цветовой индекс, $a = 1, 2, \dots, 8$).

Выбор между возможностями $\langle E^2 \rangle < 0$ и $\langle H^2 \rangle < 0$ осуществляется энергетическими соображениями. Можно показать, что энергия вакуума

$$\epsilon_{vac} = -\frac{b}{32\pi} \langle 0 | \alpha_s (G_{\mu\nu}^a)^2 | 0 \rangle \quad (8)$$

и видно, что поля с $\langle E^2 \rangle < 0$ понижают энергию вакуума — их существование оправдано энергетически.

Разумеется, для инстантона все высказывания можно проверить явно; мы прибегаем к общим соображениям, чтобы сократить выкладки.

Внесем теперь тяжелые кварки и будем рассматривать их просто как источник внешнего поля по отношению к вакуумным полям \vec{E}_{BH}^a . Для кварков цветное электрическое поле, разумеется, не содержит никаких мнимостей и поэтому добавка к действию, возникающая из-за взаимодействия внешнего поля и поля инстантона, пропорциональна

$$\delta S \sim i |\vec{E}_{BH}^a \vec{E}_{\text{инстантон}}^a|.$$

Конечно, мнимая величина не может входить ни в какой физический ответ и линейный по \vec{E}_{BH}^a член действительно зануляется после усреднения по всем ориентациям инстантона в цветовом пространстве. Квадратичный член однако, остается и остается память о $i^2 = -1$. Это приводит к тому, что добавка к действию инстантона оказывается положительной:

$$\delta S \equiv \delta \frac{1}{4} \int d^4x (G_{\mu\nu}^a)^2 \sim (\vec{E}_{BH}^a)^2 > 0. \quad (9)$$

В результате инстантоны возникают реже (см. (7)). Однако инстантоны понижали энергию вакуума, и это значит, что давление инстантонов внутри адрона цветным полем кварков приводит к положительной разности плотности энергии вакуума внутри адрона и вне его. Эта разность и называлась константой B .

Хотя качественная картина удовлетворительна, мне не хотелось бы создавать впечатления, что по этому пути удалось пройти очень далеко.

Читатель мог заметить, что инстантоны в данном случае нам были фактически нужны только, чтобы ввести ненулевую интенсивность глюонного поля в вакууме или матричный элемент

$$\langle 0 | G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle \neq 0.$$

Такое вакуумное среднее можно ввести, не обращаясь к примеру инстантонов. Более того, величину $\langle 0 | G^2 | 0 \rangle$ можно найти

из опыта и, следовательно, можно найти энергию вакуума по формуле (8):

$$\epsilon_{vac} \simeq -(0,25 \text{ ГэВ})^2.$$

Под энергией вакуума следует понимать разность между случаем, когда учтена только теория возмущений и все флуктуации глюонного поля.

3. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

В предыдущем разделе мы попытались показать, как вакуум маскирует свойства лагранжиана — фундаментальными являются цветные кварки и глюоны, но благодаря глюонному конденсату ($\langle 0 | G^2 | 0 \rangle \neq 0$) наблюдаемыми оказываются бесцветные адроны.

Известен и другой пример, когда свойства вакуума заведомо критичны — спонтанное нарушение киральной инвариантности. Здесь свойства вакуума маскируют безмассовость кварка.

Чтобы пояснить понятие спонтанного нарушения симметрии, сделаем краткое отступление. Взаимодействие двух спинов

$$H_s = -\text{const}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$$

очевидно инвариантно относительно вращений: гамильтониан не содержит никакого выделенного направления. Представим теперь, что мы имеем много спинов, т.е. некоторую среду. Тогда энергетически выгодно, чтобы все спины смотрели в одну сторону. Так в задаче появляется выделенное направление.

Если мы будем теперь рассеивать внешний электрон на ферро-магнетике, то догадаться о том, что изначально все инвариантно относительно вращений, непросто — электрон будет рассеиваться на коллективном магнитном поле. Так, свойства среды "скрывают" истинную симметрию взаимодействия. Такую ситуацию называют спонтанным нарушением симметрии, хотя следует подчеркнуть, что речь идет о точной симметрии лагранжиана.

При высоких энергиях симметрия восстанавливается (точнее говоря, при больших переданных импульсах, или на малых расстояниях). Рассеивая электрон достаточно большой энергии можно воочию убедиться, что парное взаимодействие, которое только и выживает в этом пределе, инвариантно относительно вращений.

Нечто похожее происходит и в случае киральной инвариантности сильных взаимодействий. Массой u - и d -кварков с хорошей точностью можно пренебречь. Тогда лагранжиан инвариантен относительно вращений

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \Rightarrow \exp(i \gamma_5 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{\varepsilon}) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad (10)$$

где $\vec{\tau}$ — матрицы Паули (матрицы изотопического спина), $\vec{\varepsilon}$ — параметр поворота. Однако на опыте мы наблюдаем не безмассовые кварки, а массивные нуклоны и инвариантность относительно преобразований (10) можно не заметить.

На первый взгляд, уподобление вакуума ферромагнетику незаконно: в этом случае мы вводим в рассмотрение среду, вакуум же "пуст". Однако наивное представление о вакууме не разделяется теорией поля. Дело в том, что даже в вакууме всегда присутствуют виртуальные частицы. Если взаимодействие между ними сильное, то они могут материализоваться в виде кваркового конденсата, или отличного от нуля матричного элемента

$$\langle \bar{q} q \rangle \neq 0. \quad (11)$$

Если это так, то инвариантность среды, в данном случае вакуума, относительно преобразований (10) потеряна. Симметрия восстанавливается явно при высоких энергиях, когда относительно мягкими вакуумнымиарами можно пренебречь, т.е. когда выполнено условие $Q^2 \gg R^{-2}$, где Q — переданный импульс, R — радиус конфайнмента.

О существовании киральной инвариантности можно, однако, догадаться, имея данные только при низких энергиях. Действительно, инвариантности (10) отвечает операторное сохранение тока

$$\partial_\mu \vec{a}_\mu = 0, \text{ где } \vec{a}_\mu = \bar{q} \frac{\vec{\tau}}{2} \gamma_\mu \gamma_5 q.$$

Для безмассовых кварков это сохранение тривиально, $\partial_\mu \vec{a}_\mu = 2 \bar{q} \vec{\tau} \gamma_5 q = 0$.

Однако, если и для нуклона мы напишем просто

$$\langle N | a_\mu | N \rangle = \bar{u}_N \frac{\vec{\tau}}{2} \gamma_\mu \gamma_5 u_N g_A,$$

то ток явно не сохраняется при $\mathcal{J}_\mu \neq 0$, $\langle N | \partial_\mu \vec{a}_\mu | N \rangle \sim \sim 2m_N \bar{u}_N \tau u_N$. Массивность нуклона и сохранение аксиального тока можно все же совместить, если матричный элемент имеет вид:

$$\langle N | a_\mu | N \rangle = g_A \bar{u}_N \frac{\vec{\tau}}{2} \gamma_2 \gamma_5 u_N \left(g_{M^2} - \frac{q_M q_V}{q^2} \right), \quad (12)$$

где q — импульс тока. Полюс при $q^2 = 0$ должен, видимо, отвечать безмассовой частице. В нашем мире такой частицей является пион, масса которого исчезает в пределе масс квarkов равных нулю:

$$f_\pi^2 m_\pi^2 = -(m_u + m_d) \langle 0 | \bar{u} u + \bar{d} d | 0 \rangle,$$

где f_π — константа распада $\pi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $f_\pi \approx 0.95 m_\pi$; u - d -кварки.

Итак, вместо вырождения по четности, которое наивно подразумевает киральная инвариантность, возникают определенные соотношения для амплитуд пионных процессов малых энергий.

Аналогично, в случае ферромагнетика существование спиновых волн напоминает о симметрии лагранжиана.

Ясно, что образование квarkового конденсата требует достаточно сильного взаимодействия. Поэтому, например, нет конденсата электронов. В настоящее время нет надежных способов расчета при большой константе связи, и поэтому нет настоящей теории явления.

Рис. 3. Одноглюонный обмен между квarkами

Можно предложить, однако, очень простую модель, которая, по крайней мере, отвечает на вопрос, почему образуется конденсат $\langle \bar{q} q \rangle \neq 0$, а не конденсат диквартков, $\langle q \bar{q} \rangle \neq 0$.

Рассмотрим обмен глюоном между двумя квартками (рис. 3). Соответствующая энергия пропорциональна

$$V_{gg} = \text{const } f(r) \lambda_{(1)}^\alpha \lambda_{(2)}^\alpha \quad (13)$$

$(\alpha = 1, \dots, 8),$

где λ^a — матрицы Гелл-Манна для случая $SU(3)$ симметрии (т.е. аналоги матриц Паули в теории изотопического спина); значки (1), (2) помечают, что матрицы действуют в пространстве цвета первого или второго квартков соответственно.

Перепишем тождественно

$$\lambda_{(1)}^a \lambda_{(2)}^a = \frac{1}{2} [\lambda_{(1)}^a + \lambda_{(2)}^a]^2 - \frac{1}{2} (\lambda_{(1)}^a)^2 - \frac{1}{2} (\lambda_{(2)}^a)^2 \quad (14)$$

и вспомним, что λ^a являются генераторами группы $SU(3)$. Значение $[\lambda_{(1)}^a + \lambda_{(2)}^a]^2$ зависит только от размерности цветного представления, в которое складываются цветные спины квартков. Аналогично, если у нас есть два изоспинора, то значение $[\vec{\tau}_1 + \vec{\tau}_2]^2$ зависит только от полного изотопического спина,

$$\vec{\tau}_{tot}^2 = \tau_{tot}(\tau_{tot} + 1).$$

Для наших целей необязательно даже вычислять значение унитарного спина для различных представлений. Из соотношения (14) очевидно, что притяжение между квартками максимально, если квартки складываются в минимальное представление. Таким представлением служит унитарный синглет.

Итак, притяжение максимально для квартка и антиквартка в бесцветном состоянии, дикварт не может иметь нулевого цветного спина.

После сказанного нетрудно представить, что при достаточно большой константе связи образуется конденсат $\langle \bar{q}_i q^i \rangle \neq 0$, хотя это ни в коем случае не доказано ($i = 1, 2, 3$ — цвет в $SU(3)_c$).

4. МЕХАНИЗМ ХИГГСА

Безмассовые частицы, возникающие при спонтанном нарушении какой-либо симметрии, оказываются не всегда наблюдаемыми. Если в теории присутствуют безмассовые векторные частицы, которые могут переходить в скаляры, то особенности при $q^2 = 0$ становятся настолько сильными, что происходит перестройка спектра и в результате наблюдаемой оказывается одна массивная векторная частица. Такое явление, по всей види-

ности, обеспечивает массу W -бозона, так что в настоящем разделе мы покидаем почву квантовой хромодинамики, где подобного явления нет.

Итак, пусть есть триплет безмассовых скаляров, обозначим их Π , и триплет векторных частиц, обозначим их \vec{W}_μ . Векторная частица может быть безмассовой, если только ее источник, ток \vec{J}_μ , сохраняется, $\partial_\mu \vec{J}_\mu = 0$. Константу связи e бозона будем считать малой:

$$\mathcal{L}_{\text{бз}} = e \vec{W}_\mu \vec{J}_\mu.$$

Пусть отличен от нуля матричный элемент

$$\langle 0 | \vec{J}_\mu^m | \Pi^n \rangle = i f_n \delta_{mn} p_\mu, \quad (15)$$

где f_n — некоторая константа; m, n — изотопические индексы; p_μ — импульс Π .

Иными словами, W -бозон может перейти в скаляр (этот переход не противоречит сохранению тока \vec{J}_μ , так как $\langle 0 | \partial_\mu \vec{J}_\mu | \Pi \rangle \sim p^2 = 0$ и исчезает на массовой поверхности скаляра).

Для свободного пропагатора бозона выберем калибровку Ландау:

$$D_{\mu\nu}^{(0)} = - \frac{g_{\mu\nu} - g_\mu q_\nu / q^2}{q^2}. \quad (16)$$

В первом порядке по e^2 к пропагатору появится поправка.

$$\overbrace{\hspace{1cm}}^W = \overbrace{\hspace{1cm}}^W \overbrace{\hspace{1cm}}^\Pi + \dots$$

Рис. 4. Поправка к пропагатору промежуточного векторного бозона от сильных взаимодействий

Графически эти поправки изображены на рис. 4, где прямой линией обозначен блок "сильных" взаимодействий, который мы, вообще говоря, не умеем вычислять. Грамотная запись этого блока имеет вид:

$$\Pi_{\alpha\beta}(q^2) = i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T\{\mathcal{J}_\alpha(x), \mathcal{J}_\beta(0)\} | 0 \rangle = -f(q^2)(g_{\alpha\beta}q^2 - g_\beta^\mu q_\alpha^\mu),$$

где $f(q^2)$ — некоторая инвариантная функция. Здесь мы воспользовались только поперечностью тока (подобная запись всем знакома по поляризационному оператору фотона).

Вспомним теперь, что у нас есть безмассовая частица, $m_n^2 = 0$. Поэтому вблизи $q^2 = 0$ ее вклад в $f(q^2)$ доминирует и $f(q^2)$ можно аппроксимировать как

$$f(q^2) = \frac{F_n^2}{q^2}.$$

В результате для пропагатора с учетом членов порядка e^2 получаем

$$D_{\mu\nu}^{(0)} + D_{\mu\nu}^{(1)} = -\frac{g_{\mu\nu} - g_\mu g_\nu / q^2}{q^2} \left(1 + \frac{e^2 F_n^2}{q^2} \right). \quad (17)$$

Видно, что особенность при $q^2 = 0$ усилилась и теперь уж отвечает неизвестно чему.

На самом деле никакой сложности нет. Вспомним, что мы раскладывали выражение по e^2 , и второй член все же следует считать малым. Более того, просуммируем все члены такого типа $\left(\frac{e^2 F_n^2}{q^2}\right)^n$. Они собираются в геометрическую прогрессию, и получаем

$$D_{\mu\nu} = -\frac{g_{\mu\nu} - \frac{g_\mu g_\nu}{q^2}}{q^2 - e^2 F_n^2}. \quad (18)$$

Теперь этим выражением можно пользоваться при любых q^2 . Знаменатель пропагатора точно такой, как у массивной частицы с массой

$$m_W^2 = e^2 F_n^2.$$

Продольные члены в числителе (18) еще не собрались в нужное выражение $q_\mu q_\nu / m_W^2$, но это связано с тем, что мы считали ток сохраняющимся и продольные члены, следовательно, неважными (воспользовавшись соотношениями типа Гольдбергера-Треймана для обмена частицами \bar{P} между массивными фермionами можно восстановить пропагатор и полностью; мы здесь не будем этого делать).

Отметим, что "слияние" скаляра и безмассовой векторной частицы в одну массивную не противоречит счету числа степеней свободы: у безмассового фотона их две, а у массивного W -бозона — три.

Если бы мы захотели применить схему к реальному миру и отождествить \bar{P} с физическими π -мезонами, то нас ждало бы разочарование. Масса W -бозона, которую можно генерировать, составляла бы

$$\delta m_W^2 \sim e^2 f_\pi^2 \sim (50 \text{ МэВ})^2,$$

что намного меньше реального числа $m_W^2 \sim (80 \text{ ГэВ})^2$.

Поэтому приходится предполагать, что массой W -бозона заведует какая-то другая безмассовая скалярная частица (совсем отказаться от механизма Хиггса трудно, так как теория "изначально" массивных векторных частиц неперенормируема).

Зная из обработки экспериментальных данных массу W -бозона, можно предсказать константу f_π . Она примерно в 2000 раз больше, чем f_π :

$$f_\pi \approx 2000 f_\pi.$$

До сих пор мы не использовали предположения о составной природе скалярных частиц \bar{P} . Они могут быть и элементарными. Более того, стандартная модель Вайнберга-Салама вводит именно элементарные скаляры. Спонтанное нарушение при этом является следствием не сложного динамического механизма, как обсуждалось на примере киральной инвариантности, а явного предположения о виде классического скалярного потенциала скалярного поля. Приведем простейший потенциал, который подразумевает спонтанное нарушение симметрии для синглетного комплексного поля φ :

$$V(\varphi) = (|\varphi|^2 - \langle \varphi \rangle^2)^2,$$

где $\langle \varphi \rangle$ некоторое число.

Ясно, что минимум потенциальной энергии достигается при некотором значении

$$|\varphi| = \langle \varphi \rangle.$$

Равнодушному равновесию относительно выбора фазы поля φ отвечает безмассовое возбуждение. Соответствующее скалярное поле абсорбируется затем в массивный W -бозон.

Уместно еще раз подчеркнуть глубокое различие между теорией слабых взаимодействий и теорией спонтанного нарушения киральной инвариантности, которое обсуждалось в предыдущем разделе.

Для электрослабых взаимодействий спонтанное нарушение симметрии происходит, когда собственная константа связи мала. Поэтому оно должно быть связано с каким-то внешним агентом: элементарным скалярным полем или каким-то новым взаимодействием, "поставляющим" связанное безмассовое состояние Π . Так, W -бозоны становятся массивными. Начиная с расстояний порядка $\rho \sim m_W^{-1}$, формулы асимптотической свободы не применимы: константа связи группы слабого изоспина $SU(2)$ более не растет, и всеми эффектами порядка $\exp(-c/\alpha)$ можно пренебречь. В результате частицы с ненулевым значением слабого изотопического спина прекрасно вылетают, в отличие от цветных частиц.

5. "БОЛЬШОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ"

Изложив основные теоретические идеи, перейдем к некоторым их приложениям. Поясним, как объединяют сильные и электрослабые взаимодействия.

Объединение подразумевает, что все взаимодействия описываются одной-единственной независимой константой связи. На первый взгляд, это невозможно, поскольку константы столь различны по величине. Вспомним, однако, асимптотическую свободу: эффективная константа в неабелевой теории падает на малых расстояниях. Более того, для сильных взаимодействий, связанных с группой $SU(3)$, это падение сильнее, чем для слабых взаимодействий, связанных с группой $SU(2)$ (см. соотношения (1) и (4)).

Можно думать поэтому, что на достаточно малых расстояниях константы сравниваются. Дело даже оценить масштаб масс, где это происходит реально

$$M_{\text{объединения}} \sim 10^{14} \text{ ГэВ}. \quad (21)$$

При выводе этого числа существенно используется предположение, что вплоть до такого масштаба масс нет большого числа новых夸克ов, поскольку эволюция константы замедляется с включением новых夸克ов или лептонов.

Итак, в принципе объединение возможно. Следует теперь заняться поиском конкретной группы, которая объединяла бы $SU(3)_c$ сильных взаимодействий с $SU(2) \otimes U(1)$ электрослабых взаимодействий. Сейчас наиболее популярна простейшая возможность — объединение $SU(3)$ и $SU(2)$ в $SU(5)$. Очевидно, что это самое простое, что можно придумать: $2 + 3 = 5$. Кажется даже, что уж слишком бесхитростно.

Посмотрим, можно ли расклассифицировать известные частицы по группе $SU(5)$. Сначала несколько упростим задачу. Дело в том, что известный спектр夸克ов и лептонов содержит три одинаковых по квантовым числам семейства:

$$\begin{aligned} &(\nu_e, e, u, d), \\ &(\nu_\mu, \mu, c, s), \\ &(\nu_\tau, \tau, t(?), b). \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь мы допустили, что t -夸克 будет открыт в будущем.

Каждое семейство содержит 15 двухкомпонентных фермионов. Действительно, 1 спинор на левое нейтрино, 2 — на левый и правый электрон, $2 \times 2 \times 3 = 12$ — на два триплета夸克ов u_i и d_i . Группируя вместе левые и правые частицы, мы должны позаботиться о том, чтобы их спиральности были одинаковы, иначе возникнет противоречие с лоренц-инвариантностью. Для этого надо (например, для правых частиц) использовать зарядово сопряженные спиноры, e_R^c , d_R^c , u_R^c . Так что окончательно одно семейство выглядит:

$$(\nu_x, e_x, e_R^c, u_x, u_R^c, d_x, d_R^c) \quad (23)$$

и мы опустили цветовой индекс у夸克ов.

Итак, опробуем классификацию на одном семействе. Простейшее представление группы $SU(5)$ — это, очевидно, квинтет Ψ_x , аналог триплета夸克ов для группы $SU(3)$. Индекс x пробегает значения от 1 до 5. Первые два индекса отождествим с индексами $SU(2)_w$, а последние три — с индексами цветной группы.

Ясно, что квинтет содержит бесцветный дублет и цветной триплет, но синглэт по группе $SU(2)_W$. Выбор дублета очевиден:

$$\psi_\alpha \sim (\nu_\alpha, e_\alpha).$$

Для триплета есть два кандидата: $(d_R^c)^i$, $(u_R^c)^i$ (правые частицы не участвуют в слабых взаимодействиях и нам нужен синглэт по $SU(2)_W$).

Правилен выбор $(d_R^c)^i$. Дело в том, что тогда можно записать оператор заряда в терминах бесшпуровых матриц 5×5 :

$$Q = \begin{pmatrix} 0 & & & & \\ & -1 & & & \\ & & 1/3 & & \\ & & & 1/3 & \\ & & & & 1/3 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Если же включить в квинтет u_R^c , то средний заряд в представлении ψ_α не равен нулю и это означает, что для описания фотона придется включить, по крайней мере, дополнительную группу $U(1)$, т.е. ввести новую независимую константу связи, что противоречит идеи объединения.

Итак, квинтет заполнен; осталось 10 частиц. Пока что попытка классификации не выглядит очень привлекательной. Но все же в $SU(5)$ есть представление, которое включает десять частиц, и его следует попробовать для оставшихся 10 фермионов в одном семействе. Речь идет о представлении антисимметричном по двум индексам α, β . Число компонент

$$N = \frac{5 \cdot 4}{2} = 10.$$

Здесь мы подходим к критичному месту: либо известные частицы заполняют по квантовым числам декуплет $\psi^{[\alpha\beta]}$, либо нет. Легко убедиться, что заполняют.

Чтобы проверить это, посмотрим, какие квантовые числа по группам $SU(3)$ и $SU(2)_W$ имеют члены декуплета. Надо рассмотреть три возможности:

$$\psi^{[\alpha\beta]} \sim \left\{ \psi^{[ik]}, \psi^{[ia]}, \psi^{[ab]} \right\},$$

где индексы i, k пробегают значения 1, 2, 3 и отвечают группе цвета, а индексы a, b — значения 1, 2 и отвечают группе слабого изоспина.

Частица $\psi^{[ab]}$ представляет собой синглет по $SU(2)$ и по $SU(3)$. Ее, видимо, следует отождествить с e_R^c . Действуя зарядовой матрицей (23), убеждаемся, что электрический заряд действительно такой, как на самом деле. (Действие генератора на верхний и нижний индекс отличается как всегда знаком. Чтобы заряд e_R^c воспроизводился правильно, мы фиксировали последнюю неопределенность, взяв $\psi^{[\alpha\beta]}$, а не $\psi^{[\alpha\beta]})$.

Частица $\psi^{[ik]}$ представляет собой антитриплет по $SU(3)$ и синглет по $SU(2)$. Речь идет о u_R^c :

$$\psi^{[ik]} \sim \epsilon_{ijk} (u_R^c)^j.$$

Наконец,

$$\psi^{[\ell a]} \sim u_{\chi, i}, d_{\chi, i}.$$

Таким образом, представления $\psi_\alpha, \psi^{[\alpha\beta]}$ исчерпывают частицы внутри одного семейства. Совпадение квантовых чисел является большим успехом $SU(5)$. Следует рассмотреть ее более подробно.

6. PRO U CONTRA SU(5)

Итак, первое впечатление сводится к тому, что удачное угадывание квантовых чисел фермионов вряд ли может быть случайным и $SU(5)$ правильна. Какие еще экспериментальные следствия предлагает $SU(5)$ симметрия?

Есть два критических теста $SU(5)$: значение угла Вайнберга и распад протона. Поясним качественно, как возникают эти следствия.

Теория слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий содержит сейчас три калибровочных константы, поскольку группа симметрии есть прямое произведение $SU(3) \otimes SU(2) \otimes$

$\otimes SU(1)$. Эти константы выбирают обычно как α_S, α_{QED} и так называемый угол Вайнберга, который можно определить, например, изучая процессы типа $\nu N \rightarrow \bar{\nu} X$. Экспериментально

$$\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,015. \quad (24)$$

Объединяя все взаимодействия, мы оставляем только одну независимую калибровочную константу связи и, на первый взгляд, между α_s , α , $\sin^2 \theta_W$ должно быть два новых соотношения. Однако сами эффективные константы связи зависят от расстояний, и одно соотношение уходит на определение масштаба масс большого объединения (см. (21)). Второе соотношение остается:

$$(\sin^2 \theta_W)_{SU(5)} = 0,20. \quad (25)$$

Хочется назвать это предсказание большим успехом теории, поскольку теоретическое и экспериментальное значения $\sin^2 \theta_W$ весьма близки. Однако возможному остающемуся расхождению сейчас уделяют больше внимания, чем очевидной близости. Дело в том, что если экспериментальная ошибка уменьшится, а число останется без изменения, то "подвинуть" теоретическое предсказание очень трудно и придется, по всей видимости, говорить о противоречии с $SU(5)$.

Хотя дальнейшее уточнение $\sin^2 \theta_W$ на опыте очень важно, все же более критичны для судьбы $SU(5)$ поиски распада протона. Дело в том, что $SU(5)$ объединяет в одном представлении кварки и лептоны. Это означает, что существуют переходы между кварками и лептонами и барионное число не сохраняется. Рассмотрим, например, обмен промежуточным бозоном, который переводит индекс a в индекс i :

$$\psi_a \rightarrow \psi_i.$$

Напомним, что $a = 1, 2$ и относится к $SU(2)_W$ а $1, 2, 3$ и относится к $SU(3)_c$. Тогда в квинтете мы имеем переход

$$l \rightarrow \bar{q},$$

поскольку правые компоненты кварков входят в виде зарядово сопряженных спиноров.

Пусть далее бозон поглощается частицами из декуплета. Здесь переход

$$\psi^{[ik]} \rightarrow \psi^{[ak]}$$

есть переход кварка в антикварк. Если масса бозона достаточно велика, то имеем эффективное четырехфермионное взаимодействие

$$l q \rightarrow \bar{q} \bar{q},$$

которое может проявиться, например, как распад протона

$$p \rightarrow e^+ \pi^0.$$

Единственное сохраняющееся теперь квантовое число — это разность между барионным и лептонным числом

$$\Delta(B-L) = 0. \quad (26)$$

С другой стороны, стабильность протона проверена с очень хорошей точностью и ограничение на время жизни протона имеет вид:

$$(\tau_p)_{\text{эксп}} > 10^{29} \text{ лет}. \quad (27)$$

Однако это ограничение не исключает еще $SU(5)$. Действительно, масштаб масс, на котором может происходить большое объединение, очень велик (см. (21)). Соответственно, очень тяжелы промежуточные бозоны, которые вызывают переход кварка в лептон. В результате предсказываемое время жизни протона тоже очень велико. Что уж вовсе поразительно, предсказание попадает практически на экспериментальное ограничение:

$$(\tau_p)_{SU(5)} \sim 10^{29} \text{ лет}. \quad (28)$$

(Теоретическое число часто цитируют как $8 \cdot 10^{30 \pm 2}$ лет; мы учли, что при этом используют, на наш взгляд, завышенное значение $\Lambda = 0,5 \text{ ГэВ}$, где Λ входит в определение константы связи сильных взаимодействий — единственный масштаб в теории; более правильно $\Lambda = (0,1 - 0,2) \text{ ГэВ}$.)

В настоящее время сооружаются несколько установок, которые смогут зарегистрировать распады протона вплоть до времени жизни порядка 10^{32} лет. Если $SU(5)$ правильна, то поразительное открытие нестабильности протона станет легкой добычей готовящихся экспериментов.

В ожидании данных вернемся к теоретическому обсуждению $SU(5)$. Важным (а для теоретика весьма важным) свойством этой модели является сокращение так называемых треугольных аномалий. Не входя в подробности, отмечу только, что в теории должны отсутствовать треугольные графики типа представленного на рис. 5, где для определенности в качестве промежуточных бозонов выбраны Z_0 и фотоны. Нетривиальное сокращение треугольных диаграмм между лептонами и кварками в промежуточном состоянии в модели Глэшоу-Вайнберга-Салама известно уже давно и выглядит таким образом:

$$-\frac{1}{2}(Q_e)^2 + \frac{1}{2}\Im(Q_u)^2 - \frac{1}{2}\Im(Q_d)^2 = 0,$$

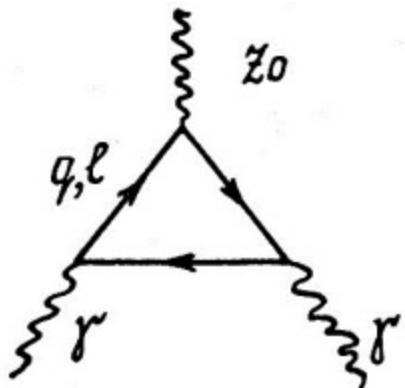


Рис. 5

Треугольные диаграммы для перехода Z_0 -бозона в два фотона. В переномирируемой теории вклад всех промежуточных фермionов в таких диаграммах должен сокращаться между собой

где $Q_{e,u,d}$ означают электрический заряд электрона, u - и d -кварков соответственно и Q^2 возникает, поскольку дважды излучается фотон; $+1/2$ и $-1/2$ отвечают проекциям слабого изоспина и появляются в ответе, поскольку излучается Z_0 -бозон; наконец, множитель 3 для кварков связан с цветом; остальные множители одинаковы для кварков и лептонов и потому не выписаны. Теперь это сокращение, как легко убедиться, обобщается на полную группу $SU(5)$.

Наконец, выбор "несимметричных" представлений ψ_α , $\psi^{[\beta\gamma]}$ тоже можно трактовать как достоинство теории. Действительно, сравним ситуацию со случаем квантовой хромодинамики. Там, если перейти к двухкомпонентным спинорам, мы имеем, например, триплет $(u_\alpha)_i$ и антитриплет $(u_\rho^c)_i$ по цвету для каждого кварка. В результате ничто не запрещает дать кварку массу — цветовая симметрия теперь не нарушится. Если бы и в случае

$SU(5)$ кваркам и лептонам можно было бы приписать $SU(5)$ симметричную массу, то это было бы очень плохо — массы ничтожно малы в масштабе (21), характерном для $SU(5)$. Однако частицы попадают в несимметричные представления ψ_α , $\psi^{[\beta\gamma]}$ и такого вопроса не возникает — кварки и лептоны "защищены" от $SU(5)$ симметричной массы.

Можно возразить, что такая антисимметрия уже заложена с самого начала, поскольку для нейтрино мы ввели только один двухкомпонентный спинор, предрекая безмассовость нейтрино. Это не совсем так. Добавим к каждому семейству правое нейтрино. По группе $SU(5)$ его следует классифицировать как синглет. По-прежнему нельзя ввести $SU(5)$ симметричную массу. Более того, для каждого семейства имеем теперь сумму трех представлений:

$$(\text{семейство}) \sim \psi_\alpha \oplus \psi_{[\alpha\beta\gamma]} \oplus \psi_{[\alpha\beta\gamma]\delta\varepsilon}, \quad (29)$$

где квадратные скобки означают антисимметризацию. Очевидно, что в группе $SU(5)$ $\psi_{[\alpha\beta\gamma\delta\varepsilon]}$ представляет собой синглет (правое нейтрино), а $\psi_{[\alpha\beta\gamma]}$ эквивалентно $\psi^{[\alpha\beta]}$, обсуждавшемуся выше.

Что самое интересное, можно показать, что набор представлений (29) сводится к фундаментальному представлению группы вращений в 10-мерном пространстве $O(10)$. Такое элегантное обобщение. $SU(5)$ на $O(10)$ также привлекательно для теоретика.

Изложив привлекательные стороны $SU(5)$, уместно сделать паузу и сказать, что шансы на обнаружение распада протона кажутся большими.

Конечно, в схеме есть много и неясных вопросов. Наиболее очевидные: почему есть три семейства фермионов? каков механизм генерации масс? почему массы столь различны? и т.д. Для теоретика самым неприятным обстоятельством, пожалуй, является следующее.

Спонтанное нарушение $SU(5)$ симметрии происходит, когда константа связи калибровочных взаимодействий мала. Значит, для объяснения механизма этого спонтанного нарушения мы должны прибегать к элементарным скалярам. Скалярные частицы должны принадлежать к какому-то представлению

$SU(5)$ (какому именно — нетрудно выяснить). Однако эти скаляры должны работать дважды и в очень разных масштабах масс. Первый раз — чтобы обеспечить огромную массу бозонов, переводящих лептоны в кварки, и второй раз — чтобы обеспечить массу W -бозонов, которая ничтожна в масштабе (21). Трудно представить, чтобы $SU(5)$ симметричный потенциал взаимодействия скалярных полей приводил к столь несимметричному решению. Исключить на теоремном уровне такую возможность нельзя, поскольку всегда существует специальный выбор коэффициентов, который приводит к "нужному" ответу. Однако каждая радиационная поправка разрушала бы столь большую несимметрию и ее пришлось бы "устанавливать" заново.

Таким образом, иерархия масс не получает сколько-нибудь естественного объяснения в стандартной модели, и это стимулирует предложения альтернативных возможностей. Хотя ни одна из них не кажется сейчас достаточно разработанной, обсудим некоторые из нестандартных идей.

7. ТЕХНИЦВЕТ?

Под техницивтом понимают новое сильное взаимодействие, эффективная константа которого достигает величины порядка 1 на расстояниях порядка (ТэВ):

$$\alpha_{TC} \text{ (ТэВ)} \sim 1 . \quad (30)$$

Такое взаимодействие вводят в качестве альтернативы элементарным скалярным бозонам, ответственным за генерацию массы W^- , Z_0 -бозонов в стандартной модели Вайнберга-Салама.

Допустим, что есть дублет новых кварков

$$(u_I, D_I),$$

где индекс I пробегает значения от 1 до N для группы $SU(N)$ новых сильных взаимодействий.

Если константа α_{TC} становится порядка 1, то по аналогии с известным случаем квантовой хромодинамики естественно допустить, что возникает кварковый конденсат

$$\langle 0 | \bar{u}_I u^I | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{D}_I D^I | 0 \rangle \sim (T_\text{эВ})^5$$

Результатом такого спонтанного нарушения симметрии является образование безмассовых состояний Π , которые фактически обсуждались в разделе 4. Константа их перехода в W -бозоны составляет величину порядка

$$\frac{F_\pi}{f_\pi} \sim \frac{\Lambda_{TC}}{\Lambda_c} \sim 10^3, \quad (31)$$

где мы учли, что в теориях, подобных квантовой хромодинамике, нет никаких размерных параметров, кроме величины Λ , входящей в определение эффективной константы связи и индексы "TC" и "c" напоминают о техницивте и обычном цвете.

Константа F_π обсуждаемого порядка приводит к массе W -бозона порядка 100 ГэВ. Именно из этого условия мы и подобрали Λ_{TC} .

Модель привлекательна тем, что возникает известное соотношение

$$\frac{m_W^2}{m_Z^2} \simeq \cos^2 \theta_W, \quad (32)$$

которое в обычной формулировке относят за счет выбора изоспина $I = 1/2$ для элементарных скаляров, а здесь является следствием изовекторности $\tilde{\Pi}$ -мезонов.

Из одних общих соображений исключить возможность существования новых адронов радиусом порядка (ТэВ)¹ и массой порядка ТэВ, конечно, нельзя.

В конкретных схемах техницивта, однако, оказывается иначе. Уже при нынешних энергиях можно наблюдать новые адроны, если их масса почему-либо мала. Такой специальной причиной малости массы может быть спонтанное нарушение симметрии. Вспомним, что при каждом таком нарушении возникает одна безмассовая частица. Только часть их "поглощается" W - Z -бозонами.

Действительно, мы начинаем теперь со случая, когда все кварки и лептоны безмассовые (в обычной схеме слабых взаимодействий их масса возникает от взаимодействия с конденсатом элементарных скалярных частиц). Это подразумевает высокую симметрию лагранжиана. С другой стороны, экспериментально такая симметрия не наблюдается поскольку массы разных кварков и лептонов весьма различны. У нас нет теперь иного выхода, чем приписать разнообразие масс результату спонтанного нарушения начальных симметрий. Поскольку начальная симметрия высокая, то должно возникать много почти безмассовых в новом масштабе масс скалярных частиц.

Более подробный анализ показывает, что легчайшие из них ($\tilde{\Pi}^\pm$) должны иметь массу порядка

$$m_{\tilde{\Pi}^\pm}^2 \sim 10 \text{ ГэВ}^2 \quad (33)$$

и вполне быть доступны для обнаружения на имеющихся ускорителях (скаляры заряженные!).

Хотя доказательство (33) не может быть дано в общем виде, существование таких легких бозонов кажется очень естественным следствием техницивта. Легко предсказать, что если в ближайшем будущем таких бозонов не найдут, то интерес к моделям с техницивтом упадет, хотя сама идея замены элементарных скаляров связанными состояниями, видимо, будет возникать снова и снова.

8. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ "ЦВЕТОВОЙ" СИММЕТРИИ?

В разделе 6 мы уже упоминали, что модели с несимметричными спинорными представлениями типа того, что возникает при $SU(5)$ классификации элементарных частиц, обладают особой привлекательностью. Предположим, что мы начали с такого набора фермионов

$$\psi_\alpha \text{ и } \psi_{[\alpha\beta\gamma]},$$

где индексы меняются от 1 до 5, но не ввели элементарных скаляров. Взаимодействие считается калибровочным, т.е. новый цвет имеет симметрию $SU(5)$. Какова динамическая судьба такой системы? (Не следует путать введенных в этом разделе фермионов с семейством известных элементарных частиц; мы обсуждаем "новую" $SU(5)$.)

На некоторых характерных размерах константа связи сильных взаимодействий достигнет величины порядка 1. Обычно мы говорим, что здесь образуется кварковый конденсат, но обратим внимание, что представления сейчас выбраны таким образом, что цветового синглета составить нельзя. Минимальное представление, в которое можно объединить фермионы, — это квинтет. Более того, можно построить два квинтета:

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta\varepsilon} \psi_\alpha^a \psi_{[\beta\gamma\delta]}^b \varepsilon_{ab},$$

$$\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta\varepsilon} \psi_{[\alpha\beta\gamma]}^a \psi_{[\delta\varepsilon\zeta]}^b \varepsilon_{ab},$$

где мы также явно обозначили лоренцовы индексы $a, b = 1, 2$ для двухкомпонентных спиноров; видно, что мы выбрали конденсат в виде лоренц-скаляра (нельзя ли попробовать лоренцов вектор — отдельный и интересный вопрос).

Картина одноглюонного обмена (см. раздел 3) указывает, что образуется конденсат $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta\varepsilon} \psi_{[\alpha\beta\gamma]}^a \psi_{[\delta\varepsilon\zeta]}^b \varepsilon_{ab}$. Действительно, значение $SU(5)$ спина больше для декуплета, чем для квинтета и аналог формулы (14) показывает, что притяжение в квинтете, сложенном из двух декуплетов, больше, чем в квинтете, сложенном из квинтета и декуплета.

Итак,

$$\langle 0 | \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta\varepsilon} \psi_{[\alpha\beta\gamma]}^a \psi_{[\delta\varepsilon\zeta]}^b \varepsilon_{ab} | 0 \rangle \neq 0, \quad (34)$$

где мы обозначили направление конденсата в цветовом пространстве индексом 5. Конденсат нарушает начальную симметрию

$SU(5)$ до $SU(4)$. Симметрия $SU(5)$ подразумевает существование 24 независимых вращений, а $SU(4) - 15$. Поэтому возникло 9 безмассовых возбуждений. Соответствующие скалярные частицы объединяются с векторными бозонами, которые меняют индекс 5 на 1, 2, 3, 4 и генерируют массу соответствующих бозонов:

$$m(W_5^i) \sim M_5, \quad (35)$$

где M_5 — масштаб масс, на котором образуется конденсат (34). Мы будем считать эти массы "большими".

На больших расстояниях эффективная константа связи меняется только в группе $SU(4)$. Калибровочные $SU(4)$ инвариантные взаимодействия夸арков и безмассовых глюонов мы назвали бы теперь сильными взаимодействиями. Чтобы понять дальнейшую эволюцию системы, надо переписать фермионы в терминах представлений группы $SU(4)$:

$$\psi_\alpha \sim \psi_i \oplus \psi_5;$$

$$\psi_{[\alpha\beta\gamma]} \sim \psi_{[ijk]} \oplus \psi_{[ij5]},$$

где $\alpha, \beta, \gamma = 1, \dots, 5$ а $i, j, k = 1, \dots, 4$. Поскольку фермионные поля $\psi_{[ij5]}$ участвуют в образовании конденсата (34), то соответствующие поля на самом деле массивны:

$$m(\psi_{[ij5]}) \sim M_5. \quad (36)$$

Что касается остальных фермионных полей, то образование конденсата (34) не оказывается на их массе, и они по-прежнему имеют массу 0.

Однако поля $\psi_i, \psi_{[ijk]}$ и ψ_5 играют теперь существенно различные роли. Фермионы $\psi_i, \psi_{[ijk]}$ участвуют в $SU(4)$ сильных взаимодействиях. Мы их назвали бы夸арками. Поле ψ_5 — синглет по $SU(4)$ и не имеет сильных взаимодействий. Мы назвали бы соответствующую частицу лептоном. Прав-

да, она может перейти в кварки посредством обмена бозоном W_i^5 , но эти бозоны тяжелые (см. (35)). Такие переходы скорее праобраз несохранения барионного заряда в обычной $SU(5)$ (см. раздел 6).

С дальнейшим увеличением масштаба расстояний константа $SU(4)$ взаимодействий растет, и на некотором масштабе образуется опять кварковый конденсат на этот раз за счет $SU(4)$ инвариантных сил. На этой стадии ситуация аналогична квантовой хромодинамике. Действительно, представление $\psi_{[ijk]}$ в $SU(4)$ эквивалентно ψ^i и конденсат не нарушает $SU(4)$ симметрии:

$$\langle 0 | \epsilon^{ijkl} \psi_i^a \psi_{[jkl]}^b \epsilon_{ab} | 0 \rangle \neq 0. \quad (37)$$

"Кварки" ψ_i , ψ^k остаются ненаблюдаемыми в свободном состоянии, но образуют связанные адроны, синглеты по группе $SU(4)$.

Таким образом удается моделировать некоторые явления, происходящие в реальном мире и без введения элементарных скаляров. Никто, однако, пока не предложил реалистических моделей, исходя из подобных идей. Более того, возникающие на таком пути трудности, возможно, непреодолимы.

9. СОСТАВНЫЕ КВАРКИ И ЛЕПТОНЫ?

Кварков и лептонов уже сейчас довольно много. Естественно пытаться строить их из меньшего числа составляющих. Однако сразу бросается в глаза трудная проблема. Если кварки и лептоны и представляют собой связанные состояния, то радиус нового взаимодействия наверняка мал:

$$r_{H.B} \approx 10^{-17} \text{ см.} \quad (38)$$

Такое ограничение следует, например, из согласия теоретического предсказания величины $(g-2)$ для мюона с экспериментом. Эксперимент имеет очень высокую точность, а теоретическое вычисление исходит из точности лептонов. Отсюда и возникает ограничение (38). Для кварков радиус мог бы быть несколько больше, и непосредственного противоречия с опытом не возникло бы.

Если радиус мал, то кинетическая энергия составляющих велика, порядка $\rho \sim 1/r$. Известные кварки и лептоны безмассовы в таком масштабе. Конечно, нельзя исключить, что отрицательная потенциальная энергия между элементарными составляющими сокращает кинетическую энергию, но для этого нужны какие-то специальные причины. Модель предыдущего раздела дает представление о том, как трудно добиться, чтобы частица на малых расстояниях обладала сильными взаимодействиями, но оставалась бы безмассовой на большем масштабе расстояний: поле ψ_5 безмассово, но первоначально пришлось ввести 15 фермионов. Ни о какой экономии числа частиц не может быть речи.

Составные модели кварков и лептонов поэтому, как правило, оставляют будущему решать эту проблему и сводятся к алгебраической реконструкции известных квантовых чисел элементарных частиц, исходя из меньшего числа составляющих.

Наиболее разработанной моделью такого рода является модель Харари. Предполагается, что истинной симметрией мира является $SU(3)_c \otimes SU(3)_H$, где $SU(3)_H$ связана с новыми сильными взаимодействиями. Из двух независимых констант, g_c и g_H , g_H становится порядка 1 на значительно меньших расстояниях. На этих расстояниях образуются связанные состояния — как всегда, синглеты по неабелевой группе $SU(3)_H$, которые мы и наблюдаем как кварки и лептоны.

Элементарными носителями цвета и нового "гиперцвета" являются соответствующие глюоны и фермионы T и V . Фермионы имеют следующие квантовые числа:

T : заряд $Q = 1/3$, представление $(3,3)$ группы $SU(3)_c \otimes SU(3)_H$;
 V : заряд $Q = 0$, представление $(\bar{3},3)$ группы $SU(3)_c \otimes SU(3)_H$.

Как уже упоминалось, связанные состояния должны быть синглетами по $SU(3)_H$. Ясно, что простейшие связанные фермионы состоят из трех T, V -частиц. Что касается цвета, то они могут принадлежать разным представлениям $SU(3)_c$, поскольку на малых расстояниях константа g_c еще мала. Будем считать, что безмассовыми в масштабе масс, связанном с группой $SU(3)_H$, остаются частицы минимального представления по $SU(3)_c$ (о причинах сейчас можно только недоумевать). Тогда воспроизводятся квантовые числа одного семейства кварков и лептонов:

$$(TTT): Q = 1, \text{ синглет по } SU(3)_c; (TTT) \equiv e^+; \\ (TTV): Q = 2/3, \text{ триплет по } SU(3)_c; (TTV) \equiv \mu; \quad (39)$$

$$(TVV) : Q = 1/3, \text{ антитриплет по } \mathcal{SU}(3)_c; (TVV) \equiv \bar{d}; \quad (39)$$

$$(VVV) : Q = 0, \text{ синглет по } \mathcal{SU}(3)_c; (VVV) \equiv \bar{\nu}_e$$

и соответствующие античастицы.

Для воспроизведения двух других семейств нужно обратиться к связанным состояниям из пяти T, V -фермионов. Можно привести аргументы, что в классе связанных состояний из пяти T, V есть два и только два известных семейства кварков и лептонов. Лишних частиц нет, если ограничиться опять низшими по $\mathcal{SU}(3)_c$ представлениями. Связанные состояния семи T, V , возможно, тяжелые.

Отметим, что слабые взаимодействия не включены в фундаментальный лагранжиан в модели Харари. W -, Z_0 -бозоны считаются составными. Фотон можно ввести либо элементарным образом новой калибровочной группой $U(1)$, либо считать составным.

Симметрия слабых взаимодействий считается случайной симметрией составных частиц. Так, свойства (TTT) и (VVV) одинаковы. Это и есть причина для объединения $\bar{\nu}_e, e$ в дублет по слабым взаимодействиям. Аналогично объединяются u - и d -кварки.

В нашем изложении слишком бросаются в глаза нерешенные проблемы составных моделей кварков и лептонов. В оригинальных работах читатель может найти значительно больший энтузиазм. Возможно, быть энтузиастом, несмотря на явные проблемы, сейчас правильно. К тому же в нашем изложении из-за краткости не отражены некоторые успехи модели, в частности, вычисление угла Вайнберга: $\sin^2 \theta_W|_{\text{Харари}} \approx 0,25$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По всей видимости, рано говорить о том, что найдена окончательная модель "большого объединения". $\mathcal{SU}(5)$ безусловно занимает выделенное положение. Критичны здесь поиски распада протона, хотя даже их обнаружение скорее стало бы не концом новой главы физики, а самым ее началом.

Литература

В литературе к лекциям приведены только некоторые работы из очень большого списка, который был бы уместен. Под номером 1 даны ссылки на несколько обзоров в УФН по тематике лекций. Дальнейшие номера отвечают нумерации разделов в лекциях и указывают некоторые оригинальные работы.

1. С.Вайнберг, Ш.Глэмсю, А.Салак, Нобелевские лекции по физике 1973. -УФН, 132, 201, 213, 225, (1980).
А.И.Вайнштейн и др.- УФН, 123, 217, (1977).
С.Г.Матинян, УФН, 130, 3, (1980).
А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров, М.А.Шифман.-УФН, 131, 537, (1980).
2. H.D.Politzer,-Phys.Rev.Lett., 30, 1346, (1973).
D.J.Gross and F.Wilczek,-Phys.Rev.Lett., 30, 1343, (1973).
3. A.Belavin et.al., Phys. Zett., 59B, 85, (1975).
A.Chodos et.al. -Phys.Rev., D9, 3471, (1974).
M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov,-Nucl.Phys.,
B147, 385, 447, (1979).
C.Callan, R.Dashen, D.Gross,-Phys.Lett., B78, 307, (1978).
4. Y.Nambu, G.Jona-Lasino,-Phys.Rev., 122, 345, (1960).
S.Raby, S.Dimopoulos, L.Susskind,-Nucl.Phys., B169, 373, (1980).
5. P Englert, R.Brout,-Phys.Rev.Lett., 13, 121, (1964).
P.W.Higgs,- Phys.Rev.Lett., 12, 132, (1964).
А.А.Мирзаян, А.М.Поляков-ЭТФ, 51, 135, (1966).
6. E.Georgi, S.Glashow,-Phys.Rev.Lett., 32, 438, (1974).
7. М.Гелл-Манн, Л.Гауди, Р.Сланскэ,-УФН, 130, 487, (1980).
J.Ellis, M.K.Gaillard, D.V.Nanopoulos and S.Rudaz,-
Nucl.Phys., B176, 61, (1980).

3. S. Weinberg,-Phys.Rev., D13, 974, (1976).
L.Susskind,-Phys.Rev., D20, 2619, (1979).
S.Dimopoulos and L.Susskind,-Nucl.Phys., B155, 237, (1979).
4. H.Georgi,-Nucl.Phys., B156, 126 , (1979).
S.Raby, S.Dimopoulos, L.Susskind,-Nucl.Phys., B169, 373, (1980).
10. G.'t Hooft Lecture at the Cargese Summer Institute,-
Utrecht preprint, (1979).
S.Dimopoulos, S.Raby, L.Susskind,-Nucl.Phys., B172, 208, (1980)
E.Harari,-Phys.Lett. 86B, 831, (1979).
E.Harari , N.Seiberg,-Preprint WI -80/37 (1980).

Список опечаток

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
15	4-я снизу	g^2	q^2
20	15-я снизу	PRO U CONTRA SV(5)	RRD U CONTRA SU(5)
21	14-я снизу	a 1,2,3	, a $i = 1,2,3$