

## СИНТЕЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МОДЕЛИ С СОСТАВНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Л.В.Прохоров<sup>1)</sup>

НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета  
198904 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 30 июня 1997 г.

На базе группы  $SU(5)$  предложена модель объединения взаимодействий с составными кварками, лептонами и полями Хиггса. Модель естественным образом объясняет появление поколений, перемешивание като-кварков, распад протона и тому подобное. Предсказывается ряд эффектов, в частности, существование четвертого поколения частиц.

PACS: 12.10.Dm

**Введение.** Экспериментальные указания на возможную неэлементарность кварков [1] заставляют по-новому взглянуть на проблему объединения взаимодействий. Особого внимания заслуживают модели с составными частицами (кварками, лептонами, полями Хиггса). Воспроизведем вкратце аргументы в пользу композитности кварков и лептонов [2].

Данное предположение вытекает из двух фактов, ныне надежно установленных: 1) кварки и лептоны взаимодействуют слабо одинаковым образом; 2) электрослабое взаимодействие описывается теорией с неабелевой локальной калибровочной симметрией. Это означает, что кварки и лептоны преобразуются одинаково под действием этой группы. Каким образом это возможно? Ведь кварки и лептоны — совершенно разные частицы: кварки взаимодействуют сильно, лептоны — нет. Подобное может быть лишь в двух случаях. Во-первых, если кварки и лептоны принадлежат одному и тому же мультиплету некоторой объемлющей калибровочной группы, содержащей в качестве подгрупп группы сильных и электрослабых взаимодействий. Это путь "великих объединений" [3]. Во-вторых, если кварки и лептоны являются составными частицами и содержат одни и те же субчастицы, взаимодействующие только слабо (то есть реализующие фундаментальное представление группы  $SU(2) \times U(1)$ ). Второй путь разрабатывался менее активно, поскольку предполагал знание связывающих субчастицы сил. Эксперимент [1] дает первое указание на размеры кварков ( $\Lambda_c \sim 1.6$  ТэВ), что позволяет взглянуть на проблему с новой точки зрения.

**Выбор калибровочной группы.** Допустим, что кварки и лептоны — составные частицы. Немедленно возникает вопрос о силах, связывающих субчастицы. Самое простое — предположить наличие помимо групп сильных и электрослабых взаимодействий дополнительной группы (например, группы гиперцвета  $SU(n)_c$ ,  $n \geq 3$ ), связывающей субчастицы подобно цветовой группе  $SU(3)_c$ . Этот путь, однако, лишь переносит проблему на меньшие расстояния, где ее приходится решать заново. Действительно, теперь субчастицы  $\psi$  должны нести два индекса:  $\psi_{\alpha'}^i, \psi_{\alpha}^{\alpha'}$ , где  $i = 1, 2$  (электрослабые взаимодействия),  $\alpha = 1, 2, 3$  (сильные взаимодействия),  $\alpha' = 1, 2, \dots, n$  (гиперцвет), и

<sup>1)</sup> e-mail: apver@onti.niif.spb.su

приходится допустить, что эти мультиплеты являются частями фундаментального представления  $\Psi^A(\psi_{\alpha'}^i, \psi_{\alpha'}^a, \dots)$  некоторой объемлющей группы, включающей в себя в качестве подгрупп  $SU(n)_{c'}$ ,  $SU(3)_c$ , и  $SU(2) \times U(1)$ . Но теперь опять встает проблема сил, удерживающих субчастицы  $\Psi$ , подобно тому, как обстояло дело, когда группа симметрии  $G$  выбиралась минимально возможной:  $G = SU(5) \supset SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$ . Поэтому будем исходить из группы  $SU(5)$ , не вводя добавочных калибровочных полей. Аргументом в пользу такого решения может служить сверхпроводимость: в теории с калибровочной группой  $U(1)$  без введения дополнительных сил появляются куперовские пары с ненулевой энергией связи. Сделанное допущение предполагает, очевидно, достаточно сложную структуру вакуума.

**Модель.** Итак, полагаем, что теория определяется калибровочной группой  $SU(5)$ . Ее элементарное представление  $\zeta^a(\zeta^1, \dots, \zeta^5)$  отвечает пятерке фундаментальных фермионов. Из них можно построить составные фермионы (декаплет и синглет):

$$\omega^{ab} = \epsilon^{abc_1c_2c_3} \zeta_{c_1}^* \zeta_{c_2}^* \zeta_{c_3}^*, \quad \omega = \epsilon^{a_1 \dots a_5} \zeta_{a_1}^* \dots \zeta_{a_5}^*, \quad (1)$$

где  $\epsilon^{a_1 \dots a_5}$  есть единичный антисимметричный тензор группы  $SU(5)$ ; билинейные поля:  $\Phi = \zeta_a^* \zeta^a$  (синглет),  $\Phi_a^b = \zeta_a^* \zeta^b - \frac{1}{5} \Phi \delta_a^b$  (24-плет),  $e^{abc} = \epsilon^{abc a_1 a_2} \zeta_{a_1}^* \zeta_{a_2}^*$  (декаплет) и скалярный квинтет:

$$\varphi^a = \epsilon^{a a_1 \dots a_4} \zeta_{a_1}^* \dots \zeta_{a_4}^*. \quad (2)$$

Всего имеется пять фундаментальных фермионов и одиннадцать составных, а также набор скалярных полей. Если теперь отождествить пятерку  $\zeta^a$  с правыми  $d$ -кварками, позитроном и антинейтрино:

$$\zeta_R^a \equiv (q^\alpha, l^i)_R \equiv (d^1, d^2, d^3, e^+, \bar{\nu})_R \quad (3)$$

( $\alpha (= 1, 2, 3)$  нумерует цветовые индексы,  $i (= 4, 5)$  — изотопические, то есть индексы группы  $SU(2)$  электрослабых взаимодействий), а сопряженную пятерку — с  $CP$ -сопряженными им

$$\bar{\zeta}_{aL} \equiv (\bar{q}_\alpha, \bar{l}_i)_L \equiv (\bar{d}_1, \bar{d}_2, \bar{d}_3, e^-, \nu)_L, \quad (4)$$

то, как легко видеть, десятка

$$\omega_L^{ab} = \begin{pmatrix} 0 & \bar{U}_3 & -\bar{U}_2 & -U^1 & -D^1 \\ \cdot & 0 & \bar{U}_1 & -U^2 & -D^2 \\ \cdot & \cdot & 0 & -U^3 & -D^3 \\ \cdot & \cdot & \cdot & 0 & -E^+ \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \end{pmatrix}_L \quad (5)$$

вместе с фундаментальной пятеркой дают полный набор фермионов стандартной модели:

$$\left( \begin{matrix} U \\ D \end{matrix} \right)_L, \quad U_R, \quad d_R, \quad \left( \begin{matrix} \nu \\ e^- \end{matrix} \right)_L, \quad E_R^-. \quad (6)$$

Составные частицы обозначены прописными буквами; кварки  $U_R$  получаются  $CP$ -сопряжением из частиц  $\bar{U}_L$  левого верхнего угла матрицы (5).

Лагранжиан модели идентичен лагранжиану КХД для одного аромата с заменой калибровочной группы  $SU(3) \rightarrow SU(5)$ .

Итак, мы имеем модель с калибровочной группой  $SU(5)$  и составными кварками и лептонами. Сверх стандартного набора имеется еще один фермион  $\omega$ , который, однако, есть  $SU(5)$ -синглет и не взаимодействует с калибровочными полями при низких энергиях (то есть наблюдение его затруднено). Компоненты  $\varphi^i$  ( $i = 1, 2$ ) поля (2) можно отождествить с полем Хиггса стандартной модели. Выпишем основные частицы с указанием их составляющих:

Частицы	Античастицы	
фермионы		
	$[d^1, d^2, d^3, e^+, \bar{\nu}]_R$	$[\bar{d}_1, \bar{d}_2, \bar{d}_3, e^-, \nu]_L$
$U^\alpha(\bar{d}\bar{d}\nu)_L$	$U^\alpha(de^+\bar{\nu})_R$	$\bar{U}_\alpha(\bar{d}e^-\nu)_L$
$D^\alpha(\bar{d}\bar{d}e^-)_L$		$\bar{D}_\alpha(dde^+)_R$ ;
$E^+(\bar{d}\bar{d}\bar{d})_L$		$E^-(ddd)_R$
$\omega(\bar{d}\bar{d}\bar{d}e^-\nu)$		$\bar{\omega}(dde^+\bar{\nu})$ ;

поля Хиггса

$\varphi_+(\bar{d}\bar{d}\bar{d}\nu)$	$\varphi_+^+(ddd\bar{\nu})$	(8)
$\varphi_0(\bar{d}\bar{d}\bar{d}e^-)$	$\varphi_0^+(dde^+)$ .	

Небезынтересно проследить, как в предлагаемой модели появляются массы. Например, при переходе

$$e_L^- \xrightarrow{\varphi_0^+(dde^+)} E_R^- \quad (9)$$

левый электрон аннигилирует с правым позитроном поля Хиггса  $\varphi_0^+$  (см. (7), (8)); предполагается, что  $\langle \varphi_0^+ \rangle_0 \neq 0, \langle \varphi_0 \rangle_0 \neq 0$ ). Аналогично генерируется масса  $d$ -кварка:

$$d_R \xrightarrow{\varphi_0(\bar{d}\bar{d}\bar{d}e^-)} D_L. \quad (10)$$

Столь же просто описывается процесс распада протона

$$P\{U(\bar{d}\bar{d}\nu)U(\bar{d}\bar{d}\nu)D(e^-\bar{d}\bar{d})\} \rightarrow \{U(\bar{d}\bar{d}\nu)\bar{U}(\bar{d}e^-\nu)E^+(\bar{d}\bar{d}\bar{d})\} = \pi^0\{U\bar{U}\}E^+, \quad (11)$$

то есть обмен  $\bar{d}$ -кварком и электроном  $e_L^-$  (или  $\bar{d}$  и  $\nu$ ) между  $U$ - и  $D$ -кварками протона эквивалентен переходу  $P \rightarrow \pi^0 e^+$ .

В модели естественно появляются поколения частиц. Например, замена в  $D$ -кварке элементарного  $\bar{d}$ -кварка на составной  $\bar{D}$  означает появление фермиона нового типа, который естественно отождествить с  $S$ -кварком:  $S_L(\bar{d}\bar{D}e^-) \equiv S_L(\bar{d}(dde^+)e^-)$ , а фермион с двумя замененными кварками — с  $B$ -кварком:  $B_L(\bar{D}\bar{D}e^-)$ . Аналогично появляются  $\mu$  и  $\tau$  лептоны:  $M_R^-(ddD), T_R^-(dDD)$ .

Модель предсказывает существование четвертого поколения частиц:

$$Q(\bar{D}\bar{D}E^-), \quad L^-(DDD); \quad (12)$$

первая из них — кварк, вторая — лептон.

В вакууме нейтрино может перейти в  $\omega$ -частицу:

$$\nu \xrightarrow{\varphi_0(\bar{d}\bar{d}\bar{d}e^-)} \omega, \quad (13)$$

то есть  $\omega$  можно отождествить с  $\nu_R$ , и нейтрино обладают массами. Нейтрино старших поколений получаются заменой в  $\omega$  элементарных кварков на составные, например

$$\nu_{\mu R} = \omega(\bar{d}\bar{d}\bar{D}e^- \nu). \quad (14)$$

Перемешивание  $d, s, b \rightarrow d', s', b'$  происходит посредством переходов типа

$$D_L(\bar{d}\bar{d}e^-) \xrightarrow{\varphi_0^+(d\bar{d}de^+)} S_L(\bar{d}(dde^+)e^-) \quad (15)$$

в результате аннигиляции  $\bar{d}$ - и  $d$ -кварков  $D_L$  и  $\varphi_0^+$ . В пределе нулевых масс нейтрино их перемешивания не происходит, и в этом приближении угол Кабиббо у лептонов равен нулю.

Отметим, что  $d$ -кварки в электроне  $E_R^-$  не могут находиться в  $S$ -состоянии: антисимметричность по цвету предполагает одинаковую симметрию волновой функции относительно перестановок спинов и координат кварков. Так как спин  $E_R^-$  равен  $1/2$ , то его волновая функция не может быть симметрична по спиновым переменным. Сказанное касается и других составных частиц ( $U, D$ ). Это не есть трудность, поскольку квантовые числа  $E_R^-$  диктуются таковыми его кирального партнера  $e_L^-$  и свойствами вакуума (см. (9)); кстати,  $\bar{q}q$ -пары кирального вакуумного конденсата находятся в состоянии  ${}^3P_0$ .

**Характерные масштабы и массы.** Сложность вакуума и большая размерность калибровочной группы предопределяют сложность картины.

**Масштабы.** Поскольку природа конфайнмента не выяснена, будем считать массу великого объединения  $M \sim 10^{14} \div 10^{15}$  ГэВ и радиус конфайнмента кварков  $r_c \sim 10^{-13}$  см заданными. Характерный масштаб модели — "длина когерентности"  $r_\varphi$  четверок фермионов, составляющих поля  $\varphi_0(\bar{d}, \bar{d}, \bar{d}, e^-)$  и  $\varphi_0^+(d, d, d, e^+)$ . Вопрос о величине  $r_\varphi$  связан с вопросом о размерах составных частиц. Только на расстояниях  $r < M^{-1}$  все компоненты квинтета взаимодействуют одинаково, поэтому размеры  $r_q$  составленных из них частиц  $U, D, E$  должны быть такого же порядка,  $r_q \sim M^{-1}$ . Это, однако, противоречит обнаруженному в [1] порогу ( $E_0 \approx 200$  ГэВ), выше которого наблюдался избыток струй с поперечной энергией  $E_T > E_0$ . Недавно появились сообщения [4] о наблюдении избыточных событий в опытах по  $e^+p$  глубоко неупругому рассеянию с большими переданными импульсами:  $Q > 120$  ГэВ (группа H1) и  $Q > 190$  ГэВ (группа ZEUS). Ясно, что указанные эффекты возможны лишь при появлении структур масштаба  $r_0^{-1} \sim 150 \div 200$  ГэВ. Противоречие снимается, если предположить, что наблюдались эффективные размеры  $r_q^{eff} \equiv R_q \gg r_q$  составных частиц. Кварки и лептоны возмущают вакуум в своей окрестности (аналоги: полярон, скирмион), поэтому  $R_q$  может быть порядка длины когерентности  $r_\varphi$ . Тогда эксперименты [1,4] указывают на то, что  $r_\varphi^{-1} \sim 150 \div 200$  ГэВ.

В рамках модели можно оценить относительное число событий с участием нейтральных ( $e^+p \rightarrow e^+X$ ) и заряженных ( $e^+p \rightarrow \bar{\nu}X$ ) токов. Подобные процессы могут происходить лишь на окружающей  $U, D, E$  частицы "шубе", т.е. на полях  $\varphi_0, \varphi_0^+$ . Позитрон может рассеяться на всех четырех составляющих обоих полей Хиггса (нейтральные токи), поэтому сечение  $\sigma_n \sim 2(3\sigma_{e+\bar{d}} + \sigma_{e+e^-} + \sigma^Z) \sim (8/3)\sigma_{e+e^-} + 2\sigma^Z$  ( $\sigma^Z$  — сечение с участием  $Z^0$ -бозона). Напротив, в рассеянии с участием заряженных токов позитрон может рассеяться лишь на электроне поля  $\varphi_0$ , т.е.  $\sigma_{ch} \sim \sigma^W$  и  $\sigma_n/\sigma_{ch} \sim 3 \div 4$ . Группа H1 наблюдала 12 "нейтральных" событий и 4 "заряженных", что не противоречит сделанной оценке. В процессах с заряженными токами следует ожидать

избытка антикварков. Это можно интерпретировать как нарушение барионного числа. Таким образом, с точки зрения предлагаемой модели, опыты [4] свидетельствуют о проявлении составного поля Хиггса  $\varphi_0$  ("лептотрикварка").

Длина когерентности второго поля Хиггса  $\Phi_b^a$  (см. выше) значительно меньше. Так как в ненулевое вакуумное среднее  $\langle \Phi_{24} \rangle_0 \sim \langle \zeta^* \Lambda_{24} \zeta \rangle_0$  ( $\Lambda_{24}$  пропорциональна диагональной матрице (1,1,1,-3/2,-3/2)) входят все субчастицы, то подобные состояния возможны лишь в области ненарушенной симметрии  $SU(5)$ , т.е.  $r_\Phi \sim M^{-1}$ . Необходимо иметь в виду и поле Хиггса  $\Phi'_{24} \sim \varphi^+ \Lambda_{24} \varphi$ , составленное из полей  $\varphi_a^+$  и  $\varphi^a$ . Очевидно,  $r_{\Phi'} \sim r_\varphi$ .

**Массы.** Масса фотона  $M_{ph}$  в сверхпроводнике равна  $(e^2 n_s / m_e)^{1/2}$ , где  $n_s$  — плотность сверхпроводящих электронов,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона. Существенно, что плотность электронов не связана непосредственно с длиной когерентности электронов  $\xi$  ( $n_s \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $\xi \sim 10^{-5} \text{ см}$ ). Если по аналогии со сверхпроводимостью считать, что массы  $B_\mu^{\alpha i}(X_\mu, Y_\mu)$ -бозонов имеют порядок

$$M_{X,Y} \sim \left( \frac{4\pi\alpha_{GUM} n}{m} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

где  $n$  — плотность  $\varphi_0$ -мезонов Хиггса в вакуумном конденсате,  $m$  — их эффективная масса, то легко видеть, что они могут превосходить массу  $M$ . Действительно, для  $n \sim M^3$ ,  $m \sim r_\varphi^{-1}$  имеем

$$M_{X,Y} \sim (4\pi\alpha_{GUM} M/m)^{1/2} M > M. \quad (17)$$

Это снимает проблему времени жизни протона. Обмен субчастицами  $\bar{d} \leftrightarrow e^-$  ( $\bar{d} \leftrightarrow \nu$ ) между  $U$ - и  $D$ -кварками протона осуществляется обменом  $X$  ( $Y$ )-бозонами между их  $\bar{d}$  и  $e^-$  ( $\nu$  и  $\bar{d}$ ) составляющими, т.е.

$$\tau_p \sim \left( \frac{M_{X,Y}}{m_p} \right)^4 \frac{1}{\alpha_{GUM}^2 m_p} \sim \left( \frac{M}{m} \right)^2 10^{30} \text{ лет}. \quad (18)$$

Отношение  $M/m$  может быть велико ( $M/m \gg 1$ ).

Массы кварков определяются диагонализацией массовой матрицы, образованной амплитудами переходов типа (10), (15). Массы лептонов получаются аналогично за счет процессов типа (9) и, например,  $E_R^- \rightarrow M_R^-$ . Указанные матрицы для ано- и катокварков позволяют найти матрицу Кабиббо-Кобаяши-Маскавы.

**Некоторые предсказания.** Модель допускает сравнительно простую экспериментальную проверку. Например, в опытах на коллайдерах с поляризованными пучками, благодаря разной структуре левых и правых частиц, достаточно вести подсчет струй с большими поперечными энергиями (как это делалось в [1]). Если  $N$  — число струй с поперечными энергиями больше некоторой критической, выше которой начинает проявляться структурность кварков и лептонов, то, скажем, для рассеяния поляризованных электронов на поляризованных электронах имеем

$$N_{RR} : N_{RL} : N_{LL} = 9 : 3 : 1, \quad (19)$$

где, например,  $N_{RL}$  — число струй с энергиями выше пороговой при столкновении право- и левополяризованных электронов. Приведенные цифры связаны с тем, что правый электрон содержит три субчастицы, а левый элементарен. Аналогичные соотношения для протон-протонных пучков выглядят так:

$$N_{RR} : N_{RL} : N_{LL} = 81 : 63 : 49 \quad (20)$$

и также связаны с числом субчастиц. В системе бесконечно большого импульса имеем:

$$P_R(U_R(de^+\bar{\nu})U_R(de^+\bar{\nu})D_L(\bar{d}\bar{d}e^-)), \quad P_L(U_L(\bar{d}\bar{d}\nu)U_L(\bar{d}\bar{d}\nu)d_R),$$

то есть правополяризованный протон содержит девять субчастиц, а левополяризованный — семь, отсюда соотношения (17). Напротив, поскольку для антипротонов

$$\bar{P}_R(\bar{U}_R(dd\bar{\nu})\bar{U}_R(dd\bar{\nu})\bar{d}_L), \quad \bar{P}_L(\bar{U}_L(\bar{d}\bar{e}^-\nu)\bar{U}_L(\bar{d}\bar{e}^-\nu)\bar{D}_R(dde^+))$$

в  $\bar{P}$ -рассеянии имеем

$$N_{LR} : N_{LL} : N_{RR} : N_{RL} = 81 : 63 : 63 : 49. \quad (21)$$

Первый индекс здесь обозначает поляризацию антипротонов. Выполнения соотношений (19)-(21) следует ожидать лишь при очень высоких энергиях, когда постоянные всех трех взаимодействий примерно одинаковы. При энергиях же порядка  $\tau_\varphi^{-1}$  взаимодействиями лептонов можно пренебречь. Тогда, поскольку  $P_R$  и  $P_L$  содержат соответственно 4 и 5 сильно взаимодействующих частиц, а  $\bar{P}_R$  и  $\bar{P}_L$  — 5 и 4, при этих энергиях пучков правые части (20), (21) меняются соответственно на 16:20:25 и 16:20:20:25. Подчеркнем, что если пороговая энергия  $E_0$  в работе [1] была определена правильно, то предлагаемая проверка в принципе может быть осуществлена уже на Тэватроне. Другой привлекательной чертой предсказаний (19)-(21) является то, что они не зависят от деталей динамики и не требуют ни знания структурных функций, ни трудоемких расчетов.

Из других следствий модели отметим следующие. Предсказывается переход  $\mu \rightarrow e\gamma(e\gamma\gamma)$  в результате аннигиляции  $\bar{d}\bar{d}dd \rightarrow e\gamma(e\gamma\gamma)$  в  $M_R^-$ . Далее, в процессах с большими передачами импульса  $Q \gg \tau_q^{-1}$  кварк  $U_R$  ведет себя не как  $SU(2)$ -синглет, а как пара компонентов изодублета  $e^+$  и  $\bar{\nu}$ , то есть вероятности слабых процессов с заряженными токами для него должны вдвое превосходить вероятности соответствующих процессов для левых кварков. Электрон при этих энергиях начинает взаимодействовать сильно, поскольку  $E_R^-$  содержит только кварки. При столкновении электронов или позитронов возникают короткодействующие силы за счет обмена, например,  $\pi^0$ -мезоном. Эти силы крайне малы. Вероятность  $w_\pi$  излучения кварком  $\pi^0$ -мезона пропорциональна вероятности обнаружить его в объеме порядка объема  $E_R^-$ ; если принять  $R_e^{-1} \sim 200$  ГэВ, то  $w_\pi \sim (R_e/r_\pi)^3 \sim 10^{-9}$ . Такова же вероятность поглощения  $\pi^0$ -мезона одним из кварков, составляющих  $E_R^-(ddd)$ . Сечение рассеяния за счет такого обмена имеет порядок  $\sigma_\pi \sim 3^2 w_\pi^2 m_\pi^{-2} \sim 10^{-43}$  см<sup>2</sup>. Это касается и нейтрино, ибо поле  $\omega$  содержит кварки.

В заключение отметим, что наконец удалось разрешить технические проблемы, связанные с получением пучков поляризованных протонов и антипротонов сверхвысоких энергий [5].

Автор выражает благодарность рецензенту за стимулирующие замечания.

1. F.Abe, H.Akimoto, A.Akopian et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 438 (1996).
2. Л.В.Прохоров, Письма в ЖЭТФ **16**, 561 (1972).
3. H.Georgi and S.L.Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974).
4. H1 Collaboration, DESY Preprint No. 97-024. ZEUS Collaboration, DESY Preprint No. 97-025. Physics today **50**, No. 4, 18 (1997).
5. CERN Courier. **36**, No. 5, 6 (1996).