

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539,12,01

## НА ПУТИ ОБЪЕДИНЕНИЯ СЛАБЫХ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ: SU (5)

С. Г. Матинян

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Семейства лептонов и кварков . . . . .	3
а) Экспериментальное обоснование SU (2) <sub>L</sub> ⊗ U (1)-схемы. Дублеты и синглеты (3). б) Нарушение CP-инвариантности (5). в) «Естественное» сохранение кваркового аромата нейтральными слабыми токами (6).	
2. Зачем нужна унификация SU (2) <sub>L</sub> ⊗ U (1) и SU (3) <sub>c</sub> ? . . . . .	12
3. Мультиплеты SU (5). Ее следствия . . . . .	13
а) Выбор группы (18). б) Как размещаются семейства(I) в представлениях SU (5)? (14). в) «Квантование» заряда. О несохранении барионного числа(15). г) Векторные бозоны SU (5). Выводы точной симметрии. Нарушение симметрии (16). д) От энергий SU (5) к «нынешним» энергиям (18). е) Нестабильность нуклона (21). ж) Конечное число кварковых ароматов (23)? з) Хиггсовский сектор SU (5)-схемы. Проблема иерархии (25). и) Космологический аспект схем объединения (29).	
4. О некоторых других схемах «великого объединения» . . . . .	32
5. Заключение . . . . .	34
Цитированная литература . . . . .	37

## 1. СЕМЕЙСТВА ЛЕПТОНОВ И КВАРКОВ

### а) Экспериментальное обоснование SU (2)<sub>L</sub> ⊗ U (1)-схемы. Дублеты и синглеты

Время все с ббльшим экспериментальным обоснованием подтверждает справедливость «стандартной» модели Вайнберга — Салама <sup>1</sup>, объединяющей на базе SU (2)<sub>L</sub> ⊗ U (1)-симметрии со спонтанным нарушением слабые и электромагнитные взаимодействия.

Вся совокупность данных по предсказанным этой моделью нейтральным токам, включая глубоко неупругие взаимодействия нейтрино, упругое  $\nu(\bar{\nu})$  — p-рассеяние, эксклюзивное и инклюзивное образование пионов в нейтринном (антинейтринном) пучке, упругое рассеяние  $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$  на электронах, находятся в хорошем согласии с предсказаниями модели. Отпал самый серьезный аргумент против «стандартной» модели — ненаблюдение эффектов несохранения четности в опытах с атомами висмута <sup>2</sup>. Пришло веское подтверждение схемы в виде эксперимента SLAC по измерению асимметрии в рассеянии продольно поляризованных электронов на дейтронах и протонах <sup>3</sup>. Весь набор этих данных хорошо описывается одним неопределяемым моделью параметром — значением угла Вайнберга с  $\sin^2 \theta_W$  в районе 0,20 <sup>4</sup>, фиксирующего структуру нейтрального тока. Отпало также возражение против мультиплетной структуры, характерной

для модели (все дуплеты  $SU(2)$  левые, все синглеты правые), со стороны нейтринных процессов с участием заряженных токов: перестала существовать так называемая  $y$ -аномалия, вызывавшая время от времени к жизни правые токи кварков.

Обнаружение несохранения четности в нейтральных токах вместе с опытами по рассеянию нейтрино и антинейтрино на электронах и нуклонах, подтвердив дублетную структуру левых лептонов и кварков и синглетную структуру правых фермионов стандартной модели, отвергло целый ряд калибровочных моделей, предложенных в качестве альтернативы модели Вайнберга — Салама (векторная модель, «симметричная» модель  $SU(2) \otimes U(1)$ , «лево-правая» модель  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$  и др.), в той или иной мере вводящих правые дублеты. Эксперимент подтверждает такую важную черту схемы Вайнберга — Салама, как «минимальность» механизма спонтанного нарушения симметрии, связанную с помещением скалярного мезона Хиггса  $H$  в низший, дублетный мультиплет  $SU(2)$ , что приводит к простой связи между массами  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов:

$$\beta^2 \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1.$$

В общем случае, когда имеется лишь один хиггсовский мультиплет с изотопическим спином  $I$  и вакуумное среднее приобретает компонента с проекцией  $I_3$ , получаем  $\beta^2 = (I^2 - I_3^2 + I)/2I_3^2$ . При этом сечения рассеяния (например,  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$  на электронах) должны умножаться (по сравнению с соответствующими сечениями в минимальной модели) на множитель  $\beta^2$ <sup>5</sup>.

Эксперименты по нейтральным токам<sup>6</sup> (отношение  $\sigma(\text{п.с.})/\sigma(\text{с.с.})$ ) дают  $\beta = 1,01 \pm 0,03$ , что очень хорошо соответствует дублетной структуре мезона Хиггса. Это в свою очередь означает, что массовая матрица калибровочных бозонов ( $W_1, W_2, W_3, B$ ) имеет структуру ( $m_{W_1} = m_{W_2} = m_{W_3}$ ), отражающую дополнительную глобальную симметрию модели Вайнберга — Салама<sup>7</sup>, использование которой может представлять интерес (см. <sup>8</sup>).

Вся совокупность приведенных экспериментальных подтверждений предсказаний «стандартной» модели уже сегодня позволяет утверждать (даже несмотря на то, что еще предстоит открыть  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозоны, являющиеся существенными составными элементами схемы), что она является теорией слабых и электромагнитных взаимодействий по крайней мере до энергий порядка нескольких десятков ГэВ.

Семейство кварков с точки зрения их слабых и электромагнитных взаимодействий прекрасно описывается схемой  $SU(2)_L \otimes U(1)$ , и убедительный перечень ее экспериментальных подтверждений, приведенный выше, приводит к заключению, что, как и лептоны, все левые кварки образуют дублеты, а правые — синглеты.

Открытие с-кварка, предсказанного на базе указанной схемы для объяснения подавления меняющихся странность нейтральных токов<sup>9</sup> и «работавшего» (вместе с известными к тому времени электроном, мюоном,  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварками) на сокращение адлеровских аномалий (необходимое для перенормируемости)<sup>10</sup>, обнаружение в 1975 г.  $\tau$ -лептона и детальное исследование его свойств<sup>11</sup> ( $V-A$ -связь с соответствующим нейтрино  $\nu_\tau$ ), последующее доказательство (1977 г.) существования  $b$ -кварка с зарядом  $-1/3$ <sup>12</sup> и связанная с необходимостью опять-таки сокращения адлеровских аномалий (которые снова возникнут, если ограничиться лишь  $\tau$ -лептоном и  $b$ -кварком) большая вероятность, что существует партнер  $b$ -кварка с зарядом  $+2/3$  ( $t$ -кварк), приводят к тому, что имеется по

крайней мере три левых дублета лептонов:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

и правые синглеты заряженных лептонов  $e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-$  (левые антилептоны), три левых дублета кварков с  $Q = 2/3, -1/3$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

и правые синглеты

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R.$$

Мы будем считать, что массы всех нейтрино равны нулю (экспериментальные верхние пределы таковы \*):  $m_{\nu_e} < 35$  эВ<sup>13</sup>,  $m_{\nu_\mu} < 570$  кэВ<sup>13</sup>,  $m_{\nu_\tau} < 250$  МэВ<sup>15</sup>).

### б) нарушение CP-инвариантности

Важно отметить, что шесть кварков — минимальное число, необходимое для естественного введения CP-нарушения<sup>16</sup> (если не рассматривать нарушение CP, обязанное своим происхождением расширению сектора хиггсовских мезонов (отказ от «минимальности»), за счет чего можно ввести произвольную относительную фазу между вершинами взаимодействия различных скалярных мезонов с фермионами<sup>17</sup>, или CP-нарушение, связанное с предоставлением возможности некоторым кваркам участвовать в правых токах<sup>18</sup>. Обе эти возможности довольно неэстетичны). Поясним кратко суть дела.

Пусть для общности мы имеем  $N$  дублетов левых кварков

$$\begin{pmatrix} q_{Ai} \\ q_{Ci} \end{pmatrix}_L \quad (i=1, 2, \dots, N) \quad \begin{matrix} q_A \text{ — анокварк («верхний»)} \text{ с зарядом } +2/3, \\ q_C \text{ — катокварк («нижний»)} \text{ с зарядом } -1/3. \end{matrix}$$

Слабый заряженный ток в стандартной схеме можно записать в такой форме:

$$J_\mu = (\bar{q}_{A1}, \bar{q}_{A2}, \dots, \bar{q}_{AN}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) T \begin{pmatrix} q_{C1} \\ q_{C2} \\ \vdots \\ q_{CN} \end{pmatrix},$$

где  $T$  — унитарная  $N \times N$ -матрица, вообще говоря, с  $N^2$  вещественными параметрами. Однако не все они являются физическими, ибо мы можем всегда переопределить кварковые состояния  $q_{Ai}, q_{Ci}$ :  $q_{Ai} \rightarrow q_{Ai} e^{i\varphi_{Ai}}$  и т. д., не меняя физических следствий. Так как кварков всего  $2N$ , на это с учетом того, что одна фаза в матричном элементе общая, уйдет  $2N-1$  фазовых параметров. Среди оставшихся  $(N-1)^2$  вещественных параметров  $N(N-1)/2$  углов (обобщенные углы Кабиббо) (так как  $N \times N$ -ортгональная матрица допускает  $N(N-1)/2$  вещественных параметров), а оставшиеся  $(N-1)^2 - [N(N-1)/2] = (N-1)(N-2)/2$  параметров являются в матрице  $T$  фазами, так что только для  $N > 2$  возникает существенная комплексность в токе, ведущая к CP-нарушению. Для одного дублета кварков не надо, конечно, вводить даже угла Кабиббо, для двух дублетов (как это было в стандартной модели до открытия  $\Upsilon$ -мезона) есть только один угол и нет никакой существенной фазы в токе.

К сожалению, пока невозможно определить точно все три угла  $\theta_i$  и фазу  $\delta$  CP-нарушения, входящие в матрицу  $T$  для  $N = 3$ .  $\theta_1$  — угол Кабиббо

\*) Космологические аргументы дают гораздо меньшие значения масс нейтрино  $m_{\nu_\mu} < 400$  эВ,  $m_{\nu_\tau} < 30$  эВ<sup>14</sup>.

$\theta_c$ , перемешивающий  $d$ - и  $s$ -кварки, определяется из  $\beta$ -распада нейтрона и равен  $(13,2 \pm 0,5)^\circ$  (из распадов  $K$ -мезонов и гиперонов он равен  $13,2 \pm \pm 0,2^\circ$ ). Лептонные распады с  $|\Delta S| = 1$  дают  $\theta_3 < 16^\circ$ , а анализ разности масс  $K_S^0$ -и  $K_L^0$ -мезонов дает  $\theta_2 < 30^\circ$ . Можно несколько уменьшить эти верхние границы<sup>19</sup>:  $\sin^2 \theta_3 < 0,06$ ,  $\sin^2 \theta_2 < 0,1$ .

Для определения  $\theta_2$  и  $\theta_3$  необходим детальный анализ слабых процессов образования и распада частиц, содержащих  $b$ - и  $t$ -кварки, что является делом будущего. Сейчас же можно на основании того, что мы знаем о  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\theta_3$ , сказать, что три дублета из (1.2) перемешиваются сравнительно слабо, и основные слабые переходы, индуцированные заряженными токами, это  $u \leftrightarrow d$ ,  $c \leftrightarrow s$ ,  $t \leftrightarrow b$ , пропорциональные  $c_1$ ,  $c_1 c_2 c_3$ ,  $c_2 c_3$  соответственно ( $c_i \equiv \cos \theta_i$ ), переходы же, пропорциональные  $s_i \equiv \sin \theta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), становятся существенными, только когда основные переходы запрещены по квантовым числам (как это имеет место, например, в распадах странных частиц и, по-видимому, должно быть в распадах частиц, содержащих  $b$ -кварк).

Перемешивание кварков с  $Q = -1/3$  (с точностью до  $s_i^2$ ) ( $s_1^2 = 0,05$ ,  $s_2^2 < 0,1$ ,  $s_3^2 < 0,06$ ) выглядит так:

$$\left. \begin{aligned} d' &= c_1 d - s_1 c_3 s, \\ s' &= s_1 c_2 d + c_1 c_2 c_3 s + (c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta}) b, \\ b' &= (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta}) s - c_2 c_3 e^{i\delta} b. \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

Что касается фазового параметра  $\delta$ , характеризующего  $CP$ -нарушение, то, так как в этой схеме  $CP$ -нарушающие амплитуды с начальными и конечными частицами, построенными только из «обычных»  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков, пропорциональны  $s_3$  (можно показать, что они должны быть также обязательно пропорциональны  $m_c^2 - m_s^2$ ), то из  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ -распада следует только, что  $\sin \delta > 5 \cdot 10^{-3}$  или  $\delta > 0,3^\circ$ .

Если хотя бы одно нейтрино имеет ненулевую массу, то слабое смешивание может иметь место и в лептонном секторе.

#### в) «Естественное» сохранение кваркового аромата нейтральными слабыми токами

Эксперимент определенно указывает, что нейтральные токи с изменением аромата (странности, чарма) сильно подавлены. В отношении странности вопрос хорошо известен — подавление нейтральных токов с  $|\Delta S| = 1$  на много порядков по сравнению с  $G = 10^{-5} m_p^{-2}$  сыграло ключевую роль в предсказании нового квантового числа чарма и является основой правильности схемы GIM<sup>9</sup>.

Что касается нейтральных токов с  $|\Delta C| = 1$ , то, если они существенны, должно быть значительным  $D^0 - \bar{D}^0$ -смешивание, что в свою очередь приводило бы к заметной доле конечных состояний с  $\Delta S = \pm 2$ , например в  $e^+e^-$ -аннигиляции. При полном смешивании величина отношения

$$\varepsilon = \frac{N_{(\pm\mp)} - N_{(\pm\pm)}}{N_{(\pm\mp)} + N_{(\pm\pm)}},$$

где  $N_{(\pm\mp)}$  — число событий в  $e^+e^-$ -аннигиляции с двумя  $K$ -мезонами с противоположными зарядами,  $N_{(\pm\pm)}$  — число событий с парой  $K$ -мезонов одинакового заряда, должна быть близкой к нулю; в отсутствие смешивания  $\varepsilon = 1$ .

Эксперимент<sup>20</sup> дает  $\varepsilon = 0,76 \pm 0,17$ , что определенно исключает нейтральные точки с  $|\Delta C| = 1$  порядка  $G$ .

Аналогично информация о подавленности нейтральных токов с  $|\Delta C| = 1$  может быть получена при изучении процесса образования нейтринным пучком чармированных частиц ( $\nu + u \rightarrow \nu + c$ ), приводящего к лептону «неправильного» знака в конечном состоянии ( $c \rightarrow \mu^+ (e^+) + X$ ). Экспериментальные данные <sup>21</sup>, из которых следуют верхние пределы сечений образования чармованных частиц и вероятностей их распадов

$$\frac{\sigma(\Delta C \neq 0, \text{ п. с.})}{\sigma(\text{всё, п. с.})} \lesssim 2,6\%, \quad \frac{w(\Delta C \neq 0, \text{ п. с.})}{w(\text{всё, п. с.})} \lesssim 2\%$$

также исключают нейтральные точки с  $|\Delta C| = 1$ .

Таким образом, эксперимент свидетельствует определенно в пользу подавленности в низшем порядке по  $G$  нейтральных токов как с  $|\Delta S| = 1$ , так и с  $|\Delta C| = 1$ . Мы можем говорить о сохранении аромата и в лептонном секторе, где имеет место с хорошей экспериментальной точностью сохранение мюонного и электронного чисел.

Все вышесказанное в этом разделе позволяет ввести идею о «естественном» сохранении нейтральными токами всех фермионных ароматов (диагональность нейтральных токов по аромату) (Вайнберг, Глэшоу <sup>22</sup>, Пасчос <sup>23</sup>).

«Естественность» сохранения ароматов состоит в том, что оно является следствием структуры калибровочной группы и ее мультиплетного содержания независимо от конкретного выбора таких параметров теории, как массы кварков или углы смешивания типа Кабиббо.

Требование «естественного» сохранения аромата накладывает довольно жесткие ограничения на выбор группы и ее мультиплетную структуру, особенно в кварковом секторе. Суть дела в общей формулировке сводится к тому, что в любой калибровочной теории векторные бозоны являются генераторами соответствующей калибровочной алгебры, поэтому они могут связывать только состояния, принадлежащие одному неприводимому представлению. Отсюда следует, что генераторы нейтральных токов не могут связать между собой кварки разных ароматов с равными электрическими зарядами, если последние принадлежат двум различным представлениям калибровочной группы.

Конкретное доказательство этого утверждения для группы  $SU(2) \otimes U(1)$  очень просто, если мы хотим запретить нейтральные переходы с изменением аромата в первом порядке по  $G$ . Матрицы, связывающие левые (правые) фермионы в нейтральном слабом токе ( $Z^0$ -заряды), имеют вид

$$Y_L = I_{3L} - \sin^2 \theta_W Q, \\ Y_R = I_{3R} - \sin^2 \theta_W Q,$$

где  $I_{L(R)}$  — левый (правый) изоспин группы  $SU(2)$ ,  $Q$  — заряд (генератор  $U(1)$ ).

*Сохранение аромата* означает, что  $Y_L$  и  $Y_R$  диагональны в кварковом базисе (т. е. в базисе, где массовая матрица  $M$  кварков диагональна).

«Естественное» сохранение аромата означает, что  $Y_L$  и  $Y_R$  должны быть диагональны независимо от параметров типа масс (и углов Кабиббо), т. е. независимо от  $M$ . Тогда матрицы  $Y_{L(R)}$  должны действовать на любую совокупность кварков с одинаковым зарядом как матрицы, кратные единичной, т. е. должны зависеть только от заряда. Отсюда следует, что кварки одного заряда должны иметь одинаковые  $I_{3L}$  и одинаковые  $I_{3R}$ .

Если теперь мы хотим запретить нейтральные токи с изменением аромата в порядке  $\alpha G$ , мы должны рассмотреть не только операторы нейтральных токов в первом порядке, соответствующие полюсным диаграмм-

мам с обменом  $Z^0$ -бозоном, но и все операторы (не меняющие заряда) во втором порядке, соответствующие диаграммам рис. 1 (для схем, содержащих в качестве калибровочных полей только  $W^\pm$ ,  $Z^0$  и  $\gamma$ ).

В этом случае вследствие алгебраической структуры нейтральных и (участвующих здесь) заряженных токов и соотношения  $I_\pm I_\mp = I^2 - I_3^2 \pm I_3$  эффективный матричный элемент нейтрального тока во втором порядке будет содержать операторы  $(I_{3L})^2$ ,  $(I_{3R})^2$  (для диаграмм рис. 1, а — з) и операторы  $(I_L)^2$ ,  $(I_R)^2$  (для диаграмм рис. 1, д, е) (это утверждение справедливо в пренебрежении членами  $\sim m_q/m_W$ ). Опять-таки, требуя, чтобы нейтральный ток был диагонален по аромату незави-

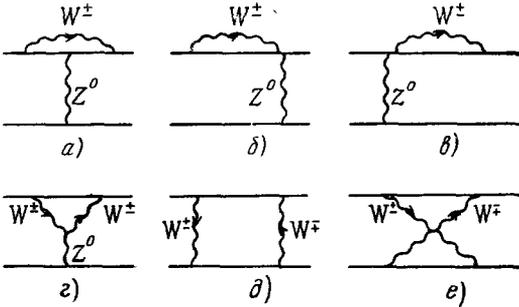


Рис. 1.

симо от массовой матрицы, мы получим, что кварки с данным зарядом должны иметь одинаковые изотопические спины  $I_L$  и одинаковые изотопические спины  $I_R$ . Применительно к  $SU(2) \otimes U(1)$  это значит, что кварки одинакового заряда и одинаковой спиральности или все — синглеты или все — дублеты.

Мы видим, что «естественное» сохранение аромата нейтральными токами накладывает

довольно жесткие ограничения на кварковый сектор схемы. В частности, не может быть, например, если ограничиться зарядом кварков  $|Q_q| \leq 2/3$ , неравное число кварков с  $Q = 2/3$  и  $Q = -1/3$ , т. е. число кварков должно быть обязательно четное; исключается  $SU(3)$ -схема, в которой имеется нейтральный ток с квантовыми числами  $K^0$ -мезона; если не вводить других точно сохраняющихся квантовых чисел, кроме заряда  $Q$ , то допустимой ( $|Q_q| \leq 2/3$ ) является, кроме стандартной модели, лишь чисто векторная модель  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$  с вырождением масс кварков одинакового заряда.

Есть еще один важный элемент теории, который сильно ограничивается требованием «естественного» сохранения аромата — это ее хиггсовская структура.

Очевидно, что, вообще говоря, если взаимодействие хиггсовского скаляра  $H$  с кварками недиагонально по аромату, то вершины  $d + H \rightarrow s$  могут индуцировать, например, переходы с  $|\Delta S| = 2$  ( $\bar{s} + d \rightarrow H \rightarrow s + \bar{d}$ ) нежелательного масштаба (разность масс  $\Delta m K_S^0$ ,  $K_L^0$ -мезонов требует, что соответствующая эффективная константа четырехфермионного взаимодействия, индуцированная  $H$ -обменом,  $G_H$  не превышала  $G \cdot 10^{-6}$ ).

Типичная константа связи кварков с  $H$ -бозоном  $\Gamma(\bar{q}\Gamma_i(1 + \gamma_5)qH_i - \bar{q}\Gamma_i^\dagger(1 - \gamma_5)qH_i^\dagger)$  порядка  $m_q \langle H \rangle$ , где  $m_q$  — характерная масса кварков (или разность масс),  $\langle H \rangle$  — характерное вакуумное среднее, соответствующее минимуму потенциала  $V(H) = \mu^2 |H|^2 + \lambda H^4$ ,  $\langle H \rangle^2 = -\mu^2/2\lambda$ ,  $\mu^2 < 0$ . Масса  $H$ -мезона определяется четырехбозонным самодействием и оказывается порядка  $\sqrt{\lambda} \langle H \rangle$ :

$$m_H^2 = -2\mu^2 \sim \lambda \langle H \rangle^2.$$

Таким образом, эффективное четырехфермионное взаимодействие, индуцированное обменом хиггсовским бозоном, имеет константу  $G_H$  порядка

$$G_H \approx \frac{\Gamma^2}{m_H^2} \approx \frac{m_q^2}{\lambda \langle H \rangle^4}.$$

Беря  $m_q \approx 1$  ГэВ,  $\langle H \rangle \approx G^{-1/2} = 300$  ГэВ ( $m_{W^\pm}^2 = (g^2/4) \langle H \rangle^2$ ), получим, что  $G_H/G \approx 10^{-5} \lambda^{-1}$ , и так как  $\lambda \ll 1$  ( $\lambda \sim \alpha$ ), мы видим, что, не исключив недиагональные переходы  $d \rightarrow H + s$ , мы можем иметь неприемлемо большую разность масс  $\Delta m$ .

Требую, таким образом, чтобы связь каждого нейтрального хиггсовского бозона с фермионами «естественно» сохраняла все ароматы (т. е.  $\Gamma_i$ -матрицы, действующие на индексы ароматов кварков были диагональными в базисе, где  $M = \Gamma_i \langle H_i \rangle + M_0$  диагональны,  $M(Q) = \Gamma_Q \langle H_Q^0 \rangle$ ), можно показать, что это требование эквивалентно требованию, чтобы кварки данного заряда получили массу или за счет связи с одним и только одним нейтральным бозоном Хиггса \*), или с помощью  $M_0$  — SU(2)-инвариантного массового члена. Возможность одновременного вклада обоих механизмов, вообще говоря (если не вводить специальных ухищрений), исключается.

До сих пор рассмотрение так или иначе имело в виду дублетную структуру группы (SU(2)  $\otimes$   $w$ ). Вышеприведенные аргументы можно обобщить и усилить <sup>27</sup>, привлекая к рассмотрению дополнительные (но кажущиеся необходимыми сегодня) аргументы, связанные, например, с сокращением аномалий Адлера. Обобщение идет по линии рассмотрения произвольной группы  $G_{QAD}$ , объединяющей слабые и электромагнитные взаимодействия (QAD — квантовая астенодинамика, этимология от греческого слова  $\alpha\sigma\theta \in \nu\eta' \zeta$  — слабый, бессильный) и включающей нейтральные калибровочные бозоны  $Z^i$ , соответствующие генераторам группы  $Y^i$ . Вводя как обобщение  $Y_{L(R)}$  матрицы связи  $Z^i$ -бозонов с L(R)-кварками теории  $Y_{L(R)}^i$ , можно утверждать, что для подавленности нейтральных токов с изменением квантовых чисел любого из ароматов на единицу в порядке  $G$  необходимо, чтобы все  $Y_{L(R)}^i$  были взаимно коммут. рующими, одновременно диагонализир. уемыми линейными операторами группы QAD. При этом следует обобщение утверждений, приведенных выше, относительно  $Y_{L(R)}^i$  на древесном и однопетловом уровнях и относительно минимальности механизма Хиггса при генерации массы кварков с данным зарядом.

Отметим, что почти любую калибровочную группу можно взять в качестве «естественной», если ослабить ограничения на зарядовый состав кварков (позволив им иметь заряды  $|Q_q| \geq 2/3$ ) и векторных бозонов (позволив им и соответственно заряженным токам иметь заряды, большие или равные двум). Например, ограничиваясь группами ранга  $r = 2$ , будем иметь для максимальных зарядов калибровочных бозонов (и заряженных токов) <sup>27</sup> в SU(3)  $Q_{\max} = 2$ , в SO(5)  $Q_{\max} = 3$ ,  $G_2 Q_{\max} =$

\*) Если имеется  $n$  дублетов Хиггса  $H_i = \begin{pmatrix} H_i^+ \\ H_i^0 \end{pmatrix}$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) с вакуумными средними  $\langle H_i^0 \rangle = \kappa_i$ , то, переходя с помощью унитарного преобразования к базису  $\chi^0$  и  $\xi_k^0$  ( $k = 1, 2, \dots, n-1$ ), где все  $\langle \xi_k^0 \rangle = 0$ ,  $\langle \chi^0 \rangle = \sqrt{\sum_{i=1}^n |\lambda_i|^2}$ , можно получить «истинное» хиггсовское поле  $\chi^0$ , за счет вакуумного среднего которого  $\langle \chi^0 \rangle$  возникает масса фермионов и нарушение SU(2)  $\otimes$  U(1)  $\rightarrow$  U(1). Связь  $\chi^0$ -поля с фермионами имеет ту же структуру, что и в теории с одним дублетом Хиггса, и  $\chi^0$  не дает взаимодействий с изменением аромата. Его масса не может быть произвольна, ибо она пропорциональна константе  $\sqrt{\lambda}$ . Остальные поля  $\xi_k^0$  переносят, вообще говоря, ароматы, но их массы могут быть выбраны произвольно большими без изменения структуры теории, так что можно сколь угодно сильно подавить нейтральные токи с изменением ароматов <sup>24</sup>. Уместно также отметить, что электрический дипольный момент нейтрона в случае одного хиггсовского скаляра в SU(2)<sub>L</sub>  $\otimes$  U(1)-схеме порядка  $10^{-29}$  е.см, тогда как он может быть порядка  $10^{-24}$ — $10^{-25}$  е.см в случае нескольких скаляров <sup>25</sup>. В последнем случае относительная вероятность распада  $\mu \rightarrow e + \gamma$  порядка  $10^{-8}$  <sup>26</sup> вопреки эксперименту ( $\leq 2 \cdot 10^{-10}$ ).

= 5. Точно так же, например, в  $SU(3)$  надо ввести кварк с  $Q = 5/3$ . Аналогично обстоит дело с другими группами  $r = 2$ . При более высоких рангах все это нарастает в значительной мере (в  $SU(4)$ , например  $Q_{\max} = 5$ , заряды кварков (кроме  $Q = 2/3, -1/3, 5/3, -4/3$  и т. п.).

С учетом сказанного можно показать<sup>27</sup>, что требование «естественности» и отказ от введения заряженных токов с  $|\Delta Q| \geq 2$  и экзотических зарядов кварков вместе с минимальностью в секторе Хиггса оставляет в качестве кандидата на  $G_{\text{QAD}}$  группу  $SU(2) \otimes [U(1)]^N$ , где  $N \geq 1$ . Очевидно, что при произвольном  $N$  эта группа не свободна от аномалий Адлера. Для сокращения аномалий необходимо, чтобы каждый кварковый изодублет сокращал соответствующий лептонный изодублет (с учетом цвета кварков!). Надо также, чтобы было равным число правых А-кварков ( $Q = 2/3$ ), правых С-кварков ( $Q = -1/3$ ) и правых С-лептонов ( $Q = -1$ ). Число правых безмассовых нейтральных А-лептонов ( $l_{AR}$ ), конечно, этим условием не фиксируется.

В результате допускаются по крайней мере следующие две возможности для *семейств* лептонов и кварков без аномалий, удовлетворяющие требованию «естественного» сохранения кваркового аромата в нейтральных токах:

$$\begin{pmatrix} q_A^i \\ q_C^i \end{pmatrix}_L, \quad q_{AR}^i, \quad q_{CR}^i, \quad \begin{pmatrix} l_A \\ l_C \end{pmatrix}_L, \quad l_{CR}, \quad (I)$$

$$\begin{pmatrix} q_A^i \\ q_C^i \end{pmatrix}_L, \quad q_{AR}^i, \quad q_{CR}^i, \quad \begin{pmatrix} l_A \\ l_C \end{pmatrix}_L, \quad l_{AR}, \quad l_{CR}, \quad (II)$$

$$q_A^i = u^i, \quad c^i, \quad t^i, \dots, \quad q_C^i = d^i, \quad s^i, \quad b^i, \dots,$$

$$l_A = \nu_e, \quad \nu_\mu, \quad \nu_\tau, \dots, \quad l_C = e^-, \quad \mu^-, \quad \tau^-, \dots$$

Здесь мы ввели впервые в действие цветовую группу  $SU(3)_c$  в виде верхних индексов у символов кварков, ибо утроение числа кварков, связанное с цветом, как мы уже видели только что, обуславливает сокращение аномалий. Тем самым в существенной мере предопределяется дальнейший путь объединения сильных взаимодействий с «электрослабыми» в единую симметрию, однако, по-видимому, этого неспроста избежать, если мы принимаем, что  $SU(3)_c$  — абсолютно точная симметрия сильных взаимодействий кварков и глюонов.

Реализуются ли другие возможности, кроме (I) (которая соответствует стандартной схеме Вайнберга — Салама (1.1) и (1.2)) и (II)? Иными словами, есть ли возможность сократить аномалии для любого  $N$ ?

Если выписать все нетривиальные (т. е. не следующие из конкретного выбора зарядов членов семейства и представлений, иными словами, включающие только диагональные матрицы  $Y_{L(R)}^i$ ) условия сокращения аномалий<sup>27</sup>

$$\begin{aligned} \Sigma Y_L^i &= 0, \\ \Sigma Q^2 (Y_L^i - Y_R^i) &= 0, \\ \Sigma Q (Y_L^i Y_L^i - Y_R^i Y_R^i) &= 0, \\ \Sigma (Y_L^i Y_L^j Y_L^k - Y_R^i Y_R^j Y_R^k) &= 0 \end{aligned}$$

(суммирование по всем членам семейства), то, кроме обычного решения для гиперзаряда, соответствующего (I) ( $q_{A(C)L}; l_{A(C)L}; q_{AR}, q_{CR}; l_{AR}, l_{CR}$ ) с гиперзарядом  $Y = (1/3, -1; 4/3, -2/3; 0, -2)$  ( $N = 1$ ), имеет место еще одно решение с новым «гиперзарядом»

$$Y' = (0, 0; 1, -1, 1, -1),$$

так, что в принципе возможна и группа с  $r = 3$ :

$$G_{\text{QAD}} = \text{SU}(2) \otimes [\text{U}(1)]^2 \quad (N = 3).$$

Учитывая, что  $Y' \sim T_{3R}$ , можно сказать, что  $\text{SU}(2)_L \otimes [\text{U}(1)]^2$  изоморфна  $\text{SU}(2)_L \otimes \text{SU}(2)_R \otimes \text{U}(1)$ , которая до обнаружения в экспериментах несохранения четности в нейтральных токах<sup>2,3</sup> была серьезной альтернативой схеме Вайнберга — Салама  $\text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)$  и в своей простой форме противоречит этим экспериментам.

Есть и третье решение вышеприведенной системы, но совершенно нефизическое

$$(Y'' = (0, 0; -7,5; 1, -\sqrt[3]{35}).$$

Таким образом, довольно сложный и полный блестящих экспериментальных открытий и теоретических идей путь, проделанный за последние несколько лет, который мы постарались кратко проследить, приводит к тому, что наиболее естественной группой «электрослабого» взаимодействия является

$$G_{\text{QAD}} = \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1), \quad r = 2,$$

с семействами (I) (если в периоде нет правых нейтрино) или

$$G_{\text{QAD}} = \text{SU}(2)_L \otimes [\text{U}(1)]^2, \quad r = 3$$

с семействами (II) (если есть правые нейтрино; тогда нейтрино могут быть массивными) в качестве основного объекта из 15 или 16 частиц соответственно в каждом семействе (с учетом цвета).

На сегодняшний день мы знаем три семейства I (или II) (с точностью до неоткрытого еще  $t$ -кварка). Через кварковый сектор эти семейства слегка перемешиваются (мы не имеем оснований считать, что в лептонном секторе имеет место такое же перемешивание; если массы нейтрино равны нулю, то его заведомо нет), обобщенные углы Кабиббо и фаза  $\delta$   $CP$ -нарушения нам неизвестны из теории и являются внешними для схемы, так же как и угол Вайнберга  $\theta_W$ , определяющий связь между  $\text{SU}(2)_L$ - и  $\text{U}(1)$ -группами ( $\text{tg } \theta_W = g'/g$ ).

В дальнейшем мы будем детально рассматривать схему с семействами (I), т. е.  $G_{\text{QAD}} = \text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)$ , ни в чем не противоречащую эксперименту и исходящую из того, что все нейтрино — левые.

До сих пор в наше рассмотрение сильные взаимодействия кварков, которые, как мы верим, правильно описываются квантовой хромодинамикой (КХД), по-настоящему не входили, если не считать использования необходимых цветовых степеней свободы при сокращении адлеровских аномалий и подсчете членов семейства.

В 1974 г. Джорджи и Глэшоу<sup>28</sup> было проведено объединение группы теории Вайнберга и Салама с группой  $\text{SU}(3)_c$  КХД в  $\text{SU}(5)$ -симметрию.

В то время это объединение рассматривалось как одно из многих возможных (первое рассмотрение объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий на базе одной группы было проведено Пати и Саламом<sup>29</sup>; затем появилось много других схем ( $\text{SO}(10)$ <sup>30</sup>, исключительные группы<sup>31</sup> и т. д.). Аналогично обстояло дело с моделью Салама — Вайнберга, представляющейся хотя и самой экономной и простой, но имеющей много в той или иной мере достойных конкурентов.

С лета 1978 г., особенно после Токийской конференции, на которой были подведены итоги успешной проверки модели Вайнберга — Салама, интерес к  $\text{SU}(5)$ -симметрии как к наиболее прямому и экономному объединению «правильной» группы электрослабого взаимодействия  $\text{SU}(2)_L \otimes \text{U}(1)$  с группой КХД  $\text{SU}(3)_c$  в рамках единой неабелевой группы возродился с новой силой.

Сейчас мы переходим к изложению схемы построения такого объединения (за соответствующими моделями и построениями закрепились несколько звучных терминов — модель великой унификации (Grand Unification Model), великий синтез (Grand Synthesis) и т. п.).

## 2. ЗАЧЕМ НУЖНА УНИФИКАЦИЯ $SU(2)_L \otimes U(1)$ И $SU(3)_c$ ?

Угол Вайнберга  $\theta_W$ , определяющий соотношение констант слабого и электромагнитного взаимодействий (вернее  $g'$  и  $g$  теории Вайнберга — Салама:  $\tan \theta_W = g'/g$  ( $\sin \theta_W = e/g$ )), является внешним параметром для нее, его неоткуда вычислить, иными словами, в схеме  $SU(2)_L \otimes U(1)$  слабые и электромагнитные взаимодействия не объединены до конца, единая теория на деле не завершена, ибо в ней имеется не одна константа (электрический заряд), а две ( $g$  и  $g'$  или  $e$  и  $\theta_W$ ). В унифицирующей схеме  $\theta_W$  должно определяться из свойств симметрии единой группы.

В этой схеме должны объединяться лептоны и кварки семейства (1). Следует ожидать, что так как в единой схеме должна иметься всего одна обща для всех взаимодействий константа и группа  $U(1)$  не отфакторизована, в ней может быть достигнуто «квантование» электрического заряда, т. е. установлена связь между зарядами кварков и лептонов. То, что в искомой схеме должна быть всего одна константа взаимодействия (или, вернее, одна-единая вершинная функция), носит общий характер: в общем случае алгебра Ли калибровочной группы есть прямая сумма полупростой и абелевой алгебр Ли. Если последняя отсутствует (а именно такую группу мы ищем), калибровочная группа — компактная и, беря, естественно, оператор заряда ее генератором (соответствующим единственному безмассовому калибровочному полю), мы приходим к тому, что все константы будут кратны электрическому заряду. На опыте константы слабого, электромагнитного и сильного взаимодействия сильно различаются. Однако слабые и электромагнитные взаимодействия в  $SU(2)_L \otimes U(1)$ -схеме сравниваются для  $q^2 \gg M_{W,Z}^2$ , эффективная константа асимптотически свободной КХД падает логарифмически и при энергии порядка  $\approx 10^{15}$  ГэВ сравнивается с эффективными константами  $SU(2)_L \otimes U(1)$ . Именно при этих энергиях искомая симметрия станет точной.

Можно надеяться, что в этой объединяющей лептоны и кварки схеме можно установить связи между массами лептонов и кварков. Хорошо было бы также иметь возможность получать из теории углы Кабиббо (и фазу  $\delta$ ?).

Наконец, следует иметь в виду, что теория Вайнберга — Салама не является асимптотически свободной для  $q^2 \gg M_W^2$ . Если мы хотим сохранить это свойство теории при высоких энергиях, то она должна модифицироваться новыми (очень слабыми при  $q^2 \ll M_W^2$ ) взаимодействиями, обеспечивающими ее асимптотическую свободу при  $q^2 \gg M_W^2$ . Эти взаимодействия и будут связаны с новой, объединяющей сильные, электромагнитные и слабые (гравитационные?) взаимодействия, симметрией.

Хорошо известна идея Ландау<sup>32</sup> о возможной модификации нуль-зарядовой квантовой электродинамики гравитацией, которая при энергиях  $\Lambda$ , соответствующих нуль-заряду  $\alpha \approx (3\pi/\nu)/\ln(\Lambda^2/m_e^2)$  ( $\nu$  — число точечных фермионов,  $\alpha = 1/137$ ), становится порядка электромагнетизма, делая электродинамику незамкнутой. Так как эффективный заряд в этой критической области порядка единицы, то  $\Lambda$  порядка  $10^{19}$  ГэВ (планковская масса  $G_{\text{Гр}}^{-1/2}$ ,  $G_{\text{Гр}} = 6 \cdot 10^{-39} 1/m_p^2$ ). Отсюда следует первая оценка числа точечных фермионов  $\nu = 12$ . Многие современные оценки числа  $\nu$  (см. ниже п. ж) гл. 3) в той или иной мере используют по существу

ву близкие аргументы. Вопрос о предельном числе элементарных фермионов или, на другом языке, допустимом числе семейств типа I (или II) крайне актуален.

Представляется весьма эстетичной (хотя эстетический момент — понятие относительное и подвержено значительным колебаниям во времени) схема, в которой слабые, электромагнитные и сильные взаимодействия являются проявлениями единого фундаментального взаимодействия с одной константой. Вместе с тем следует иметь в виду, что такой подход обходит стороной гравитационные взаимодействия, и это может быть существенным моментом, не использованным подобными схемами унификации.

### 3. МУЛЬТИПЛЕТЫ SU(5)

#### а) Выбор группы

Семейство (I), к которому мы пришли, имеет следующее мультиплетное содержание группы  $SU(3)_c \otimes SU(2)$ , которая должна служить (вместе с множителем  $U(1)$ ) основой для построения единой группы (иногда такую группу обозначают  $G_{\text{QHD}}$ , QHD — Quantum Holodynamics от греческого слова  $\acute{\alpha}\lambda\omicron\varsigma$  — полный, целый):

$$(3, 2) + 2(3, 1) + (1, 2) + (1, 1), \quad (3.1)$$

$$6q_L^i, \quad 6q_R^i = 6\bar{q}_L^i, \quad 2l_L, \quad l_R = \bar{l}_L$$

(под мультиплетами  $SU(3)_c \otimes SU(2)$  выписано число соответствующих частиц, верхний индекс  $i$  нумерует цвет кварков,  $i = r, y, b$  (красный, желтый, синий)). Ранг  $r G_{\text{QHD}}$  должен быть большим или равным четырем:

$$r(G_{\text{QHD}}) \geq r_1(G_{\text{QCD}}) + r_2(G_{\text{QAD}}) = 4$$

(для семейства (II), где  $r_2 = 3, r \geq 5$ ). Будем придерживаться принципа «минимальности» и ограничимся рассмотрением всех простых алгебр Ли ранга 4.

Согласно классификации Картана имеется четыре бесконечных семейства алгебр Ли ( $n$  нумерует ранг группы)

$A_n = SU(n+1)$  (линейные преобразования над комплексными матрицами),

$C_n = Sp(2n)$  (линейные преобразования над кватернионами, симплектические группы),

$B_n = SO(2n+1)$  (линейные преобразования над вещественными матрицами)

$D_n = SO(2n)$

и пять исключительных алгебр Ли, которые действуют над октонионами (обобщение кватернионов путем введения третьей мнимой единицы):

$$G_2, F_4, E_6, E_7, E_8 \text{ (индексы соответствуют рангу группы).}$$

Таким образом, для  $r = 4$  мы должны отобрать искомую группу из следующих кандидатов среди простых групп

$$SU(5), Sp(8), SO(8), SO(9), F_4.$$

Кроме того, в принципе можно выбирать и среди непростых групп с  $r = 4$ :

$$[SU(2)]^4, [SO(5)]^2, [SU(3)]^2, [G_2]^2,$$

$[SU(2)]^4$  и  $[SO(5)]^2$  отпадают, как не содержащие в качестве подгрупп  $SU(3)$ , необходимые для цветовой группы в (3.1).  $[G_2]^2, F_4, SO(9), SO(8), Sp(8)$  не содержат существенно комплексных представлений,

необходимых для получения правильного  $SU(3)_c \otimes SU(2)$  — содержания (3.1).

Группа  $[SU(3)]^2$  (как и любая группа формы  $SU(3) \otimes w$ , где  $w$  — любая группа с  $r_2 = 2$ ) неприемлема, так как лептоны и кварки, имеющие разные цветовые свойства, должны быть размещены в различных представлениях  $SU(3)$ , а тогда генератор заряда с нулевым следом не сможет обеспечить дробных зарядов кварков и равенство нулю их суммы.

Это рассуждение показывает также, что лептоны и кварки должны обязательно быть объединены в представлениях искомой группы, в качестве кандидата в которую, как мы видим, осталась только  $SU(5)$ . Это означает также, что в соответствующих схемах QHD, в которых векторные поля, соответствующие ее генераторам (или хиггсовские бозоны), несут одновременно и кварковые и лептонные свойства (квантовые числа) — дробный электрический заряд, цвет, барионный (и лептонный) заряд, будет нарушаться в той или иной степени барионный (и лептонный) заряд'

б) Как размещаются семейства (I)  
в представлениях  $SU(5)$ ?

Это просто сделать, если рассмотреть  $SU(3)_c \otimes SU(2)$  — содержание некоторых мультиплетов  $SU(5)$ .

Спирное (базисное) представление  $SU(5)$  5 разбивается по представлениям  $SU(3)_c \otimes SU(2)$  следующим образом:

$$\bar{5} = (3, 1) + (1, 2).$$

Антисимметричное представление группы  $SU(5)$  10 ( $5 \times 5 = 15c + 10a$ ) имеет следующее  $SU(3)_c \otimes SU(2)$ -содержание:

$$10a = (3, 1) + (3, 2) + (1, 1),$$

так что приводимое представление  $\bar{5} + 10$  имеет следующее содержание:

$$\bar{5} + 10a = (3, 2) + 2(3, 1) + (1, 2) + (1, 1),$$

т. е. воспроизводится семейство (I) 15 кварков и лептонов.

Кварки и лептоны размещаются в антиквинтете  $\bar{Q}_L^a$  и декуплете  $(D_L)_{ab}$  ( $a, b = 1, 2, \dots, 5$ ) так:

$$\bar{Q}_L^a = (\bar{q}_C^r, \bar{q}_C^y, \bar{q}_C^b; l_C, l_A)_L, \quad (3.2)$$

(3,1)                      (1,2)

$$(D_L)_{ab} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{q}_A^b & -\bar{q}_A^y & -q_A^r & -q_C^r \\ -\bar{q}_A^b & 0 & \bar{q}_A^r & -q_A^y & -q_C^y \\ \bar{q}_A^y & -\bar{q}_A^r & 0 & -q_A^b & -q_C^b \\ q_A^r & q_A^y & q_A^b & 0 & -l_C^t \\ q_C^r & q_C^y & q_C^b & l_C^t & 0 \end{pmatrix}_L. \quad (3.3)$$

Найденная симметрия, очевидно, удовлетворяет «естественному» сохранению аромата кварков (и, как мы увидим ниже, в соответствии с ним удовлетворяет принципу «минимальности» в секторе Хиггса; среди всех известных схем «великого синтеза» она имеет наиболее экономную и простую структуру в этом секторе).

Правильно воспроизводя 15 членов семейства (I), она автоматически удовлетворяет принципу сокращения аномалий (сокращаются вклады представлений  $\bar{5}$  и 10).  $SU(5)$  — единственная среди групп произвольного

ранга с правильным  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ -содержанием, естественно вмещающем 15 членов семейства (I), без аномалий.

Можно сказать, что если природа выбирает в качестве «матрицы» для последовательного «репродуцирования» семейство 15 кварков и лептонов (I), то  $SU(5)$  уникальна. Отметим, что если существуют правые нейтрино, то вышесказанные общие утверждения относятся также к группе с  $r = 5$   $SO(10)$

$$SO(10)^{30} \supset SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes [U(1)]^2 \sim \\ \sim SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$$

с семейством (II) (см. ниже п. г)).

Сделаем одно замечание. Л. Б. Окунь отметил, что каждая частица декуплета (3.3) может быть построена из двух *правых* квинтетных частиц и гравитино — безмассовой нейтральной частицы спина 3/2, играющей важную роль в теории супергравитации<sup>32</sup>. Это легко увидеть из того, что зарядово-цветовое содержание частиц из (3.3) можно в точности воспроизвести перемножением правых квинтетов  $Q_{Ra}$

$$(D_R)_{ab} = \frac{1}{\sqrt{2}} (Q_{Ra} Q_{Rb} - Q_{Rb} Q_{Ra}).$$

С помощью же гравитино (левого)  $(D_R)_{ab}$  можно перевести в  $(D_L)_{ab}$  из (3.3).

Носит ли это наблюдение характер «мнемонического правила» или здесь мы имеем нечто более серьезное, связанное со вторжением гравитации или, точнее, супергравитации — геометрии суперпространства, которая может стать основой создания теории суперполя, включающего все взаимодействия и частицы Природы?

#### в) «Квантование» заряда. О несохранении барионного числа

Так как оператор заряда  $Q$  является генератором группы  $SU(5)$ , то его след равен нулю для произвольного представления группы ( $\text{Tr } Q = = 0$  (именно это условие приводит к сокращению адлеровских аномалий)). Отсюда сразу следует:

$$(\text{Tr } Q)_5 = -3Q_{q_C} + Q_{l_C} = 0,$$

$$(\text{Tr } Q)_{10} = -3Q_{q_A} + 2Q_{l_C} = 0,$$

$$Q_{q_C} = \frac{1}{3} Q_{l_C}, \quad Q_{q_A} = \frac{2}{3} Q_{l_C},$$

т. е. мы получим «квантование» заряда, установив правильную связь между зарядом кварков и лептонов.

Заметим, что если бы мы исходили из цветовой группы  $SU(n)_c$ , то полученная связь между  $Q_q$  и  $Q_l$  выглядела бы так:

$$Q_{q_C} = \frac{1}{n} Q_{l_C}, \quad Q_{q_A} = \left(1 - \frac{1}{n}\right) Q_{l_C},$$

т. е. мы имеем связь между зарядами кварков и цветом.

С учетом того, что мы говорили о нарушении барионного  $B$  и лептонного  $L$  чисел при объединении кварков и лептонов в представлении  $G_{\text{QHD}}$  в конце п. а) гл. 3, можно говорить о синтезе следующих важнейших моментов: квантование электрического заряда, перенормируемость (нет аномалий), дробный заряд кварков, несохранение  $B$  и  $L$ .

г) Векторные бозоны SU (5). Выводы точной симметрии. Нарушение симметрии

SU (5)-симметрия при доступных ныне энергиях сильно нарушена. Константы U (1)-, SU (2)- и SU (3)<sub>c</sub>-групп  $g_1, g_2, g_3$ , как уже отмечалось, имеют шанс сравняться только при очень высоких энергиях  $\approx 10^{14} - 10^{15}$  ГэВ (рис. 2), и только тогда можно говорить о точной SU (5)-симметрии.

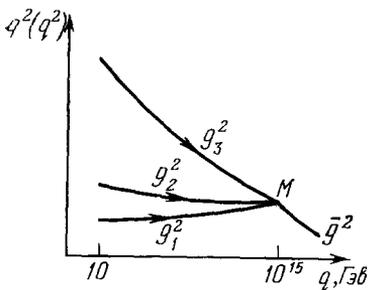


Рис. 2.

При современных энергиях ( $q^2 \ll 100$  ГэВ<sup>2</sup>)  $\alpha_3 \equiv \alpha_s(q^2) \approx 1/5$ ,  $\alpha_2 = \alpha/\sin^2 \theta_W \approx 1/26$ ,  $\alpha_1 = \alpha/C^2 \cos^2 \theta_W \approx 1/67$  ( $C^2 = 3/5$  (см. ниже),  $\alpha_i \equiv g_i^2/4\pi$ ).

В пределе же точной симметрии

$$\bar{\alpha}(M) = \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha \cdot \frac{8}{3} = 0,019.$$

Отсюда видно, что  $\alpha_3 = \alpha_s(\mu^2)$  может сравняться с  $8/3\alpha$  лишь при энергиях порядка  $10^{15}$  ГэВ, если сильные взаимодействия не меняют вплоть до этих энергий свою групповую структуру. Взаимодействия, соответствующие группам U<sub>s</sub>(1), SU (2)<sub>L</sub> и SU (3)<sub>c</sub>, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} g_1 B_\mu \sum_f \bar{f} C \frac{Y_f}{2} \gamma_\mu f, \\ g_2 W_\mu \left[ \sum_q \bar{q}_L \gamma_\mu \frac{\tau}{2} q_L + \sum_l \bar{l}_L \gamma_\mu \frac{\tau}{2} l_L \right], \\ g_3 G_\mu^a \sum_q \bar{q} \gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} q; \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

здесь  $f$  символизирует  $q_L, q_R, l_L, l_R, B_\mu$  — калибровочное поле U (1), генерирующее слабый гиперзаряд — удвоенный средний заряд мультиплета. ( $B_\mu = \cos \theta_W Z_\mu^0 + \sin \theta_W A_\mu$ ,  $A_\mu$  — фотонное поле),  $W_\mu^\pm$  — заряженные векторные бозоны ( $W_\mu^\pm = (1/\sqrt{2})(W_{1\pm} \pm iW_{2\pm})$ ),  $G_\mu^a$  — глюоны ( $a = 1, \dots, 8$ ), которые с учетом частиц декуплета, как легко видеть, взаимодействуют как с  $q_c$ , так и с  $q_A$ -кварками, и не только с левыми, но и с правыми. Параметр  $C$  есть постоянная, входящая в соотношение между зарядом  $Q$  и нормированными генераторами  $T$  и  $T_0$  SU (2)- и U (1)-групп соответственно:  $Q = T_3 + CT_0$  ( $\text{Tr } T_\alpha T_\beta = N\delta_{\alpha\beta}$ ).  $C$  введена во взаимодействие U (1) с тем, чтобы нормировки всех трех вершин были одинаковым ( $\lambda^a/2, \tau/2$  — генераторы SU (5),  $Y/2$  — лишь пропорционально ему). Тогда, учитывая, что для каждого генератора  $T_a$  группы след по представлению  $\text{Tr } (T_a)^2$  (суммирования по  $a$  нет) не зависит от номера генератора  $a$ ,

$$\text{Tr} \left( \frac{CY}{2} \right)^2 = \text{Tr} \left( \frac{\tau_i}{2} \right)^2 = \text{Tr} \left( \frac{\lambda^a}{2} \right)^2 = \frac{1}{2},$$

и, вычисляя  $\text{Tr} (Y/2)^2$  на левом квинтете  $5 \text{Tr} (Y/2)^2 = (1/3)^2 3 + (1/4) \cdot 2 = 5/6$ , получим  $C^2 = 3/5$ . Так как  $\text{tg } \theta_W = g'/g = g_1 C/g_2$  и в пределе SU (5)-симметрии  $g_1 = g_2 = g_3$ , то отсюда следует, что  $\sin^2 \theta_W = 3/8$  в точной симметрии. Мы видим, что требуется сильная перенормировка  $\theta_W$  от энергий, где SU (5) — точная симметрия, до нынешних энергий, где, как мы знаем,  $\sin^2 \theta_W \approx 0,2$ . Очевидно, что большие значения  $(\theta_W)_{\text{сим}}$  (например, в объединении на базе  $E_7$ -симметрии  $\sin \theta_W = 3/4$  (см. в п. г)) потребуют еще больших энергий, при которых унифицирующая симметрия

становится точной.  $W_\mu^\pm, Z_\mu^0, A_\mu, G_\mu^a$  — двенадцать знакомых нам из стандартной модели и КХД бозонов, которые в точной SU(5), конечно, безмассовые. Однако имеются еще 12 калибровочных бозонов в SU(5)-симметрии, входящих вместе с предыдущими 12 бозонами в векторное представление SU(5) 24 — триплеты по SU(3)<sub>c</sub> и дублеты по SU(2) ((3,2)) с зарядами  $Q = \pm 4/3$  и  $Q = \pm 1/3$ :  $X_{\pm 4/3}^i, Y_{\pm 1/3}^i$  с ненулевыми барионным и лептонным числами («лептокварки»).

Они приводят к эффективному нарушению барионного и лептонного чисел, вызывая переходы

$$\bar{d}^i \rightleftharpoons e^- (X_{\pm 4/3}^i), \quad \bar{d}^i \rightleftharpoons \nu (Y_{\pm 1/3}^i).$$

В полной аналогии с нарушением SU(3) (SU(3) ⊗ SU(3))-группы до SU(2) (SU(2) ⊗ SU(2)), которое преобразуется по присоединенному представлению группы, нарушение SU(5) до SU(3)<sub>c</sub> ⊗ SU(2)<sub>L</sub> ⊗ U(1) преобразуется по 24-плету SU(5).

Двенадцать бозонов  $X_{\pm 4/3}^i, Y_{\pm 1/3}^i$  с помощью хиггсовских бозонов (тогда они должны составлять 24-плет скалярных мезонов SU(5)) или каким-то другим (каким?) механизмом приобретают массу (как мы увидим, громадную для того, чтобы обеспечить экспериментальную стабильность нуклона). Следующий этап нарушения — SU(3)<sub>c</sub> ⊗ SU(2)<sub>L</sub> ⊗ U(1) → SU(3)<sub>c</sub> ⊗ U(1) — стандартный, как и в стандартной модели: с помощью представления SU(5) 5 ⊃ (3,1) + (1,2).

Выбор спинорного представления  $\bar{5}$  для мезонов Хиггса, как мы видели в п. а) гл. 1, соответствует «естественному» сохранению аромата нейтральными токами. Поэтому мы примем, что мезоны Хиггса представления  $\bar{5}$  придают также массы фермионам.

В принципе, конечно, наряду с представлением  $\bar{5}$  SU(5) фермионы квинтета и декуплета могли бы получить массу также с помощью бозонов Хиггса из представления  $\overline{45}$

$$\bar{5} \times 10 = 45 + \bar{5}, \quad 10 \times 10 = \overline{45} + 5 + 50.$$

Однако естественно взять представление  $\bar{5}$  для скалярных мезонов, генерирующих массы лептонов и кварков, в полном соответствии с «минимальностью» сектора Хиггса и «естественным» сохранением аромата и аналогично тому, как в стандартной SU(2)<sub>L</sub> ⊗ U(1) нарушение симметрии до U(1) и генерация масс лептонов происходит за счет спинорного представления группы.

В результате такого выбора  $q_C^i$ -кварки и  $l_C$ -лептоны получают равные массы (массовый член  $(\bar{5})_l \times (10)_f (\bar{5})_H$ ):

$$m_{qC} = m_{lC}, \quad \text{т. е. } m_d^k = m_l, \quad m_s = m_\mu, \quad m_b = m_\tau. \quad (3.5)$$

Заметим, что если вместо  $\bar{5}$  взять представление 45, то мы бы имели взамен соотношения  $m_{qC} = m_{lC}$  соотношение  $m_{qC} = m_{lC}/3$  в пределе точной SU(5).

Возникает также масса  $q_A^i$ -кварков, но связь ее с массой лептона не возникает (массовый член структуры  $(10)_f \times (10)_f \times (\bar{5})_H$ ). Таким образом, несмотря на объединение SU(3)<sub>c</sub>, SU(2) и U(1) в единую группу, массы апекварков (как и углы типа Кабиббо  $\theta_i$ ) остались в SU(5)-симметрии произвольными, внешними параметрами для теории.

Происхождение этого недостатка схемы в отношении углов Кабиббо понятно: оно связано с тем, что семейства (I) «развязаны», и поэтому только парные ароматы кварков с разными зарядами в пределах семейства

связываются преобразованиями единой группы. Генераторы группы не связывают между собой семейства разного поколения ( $e^-$ -семейство,  $\mu^-$ -семейство,  $\tau^-$ -семейство).

Ситуация здесь не простая, хотя на первый взгляд кажется, что не так много возможностей для выбора. Если, например, ввести в один мультиплет какой-либо единой группы фермионы разных поколений (как, например, это делается в группе  $E_7$  (см. гл. 4)), то мы нарушим «естественное» сохранение аромата нейтральными токами, и экспериментально наблюдаемое подавление недиагональных по аромату нейтральных токов придется делать руками, например, сильно утяжеляя нейтральные векторные мезоны, соответствующие генераторам, связывающим различные ароматы.

Может быть, «естественное» сохранение аромата нейтральными токами, в заметной мере предопределяющее выбор семейства (1) в качестве основной ячейки для последовательного «репродуцирования» лептонов и кварков, является прокрустовым ложем для теории и надо идти по другому пути? Следует иметь в виду, что сохранение аромата в кварковом и лептонном секторах имеет разный уровень экспериментального обоснования, а «естественное» сохранение аромата особенно жестко ограничивает структуру именно кваркового сектора.

Правда, может быть, не до конца использованы все возможности в поисках симметричных свойств, «горизонтально» связывающих между собой ароматы кварков (см. гл. 5)<sup>34-37</sup>.

Важно было понять, означают ли полученные соотношения (3.5) между массами кварков и лептонов внутри семейства, что  $\tau - \mu - e$  и  $b - s - d$ -расщепления имеют одинаковую природу.

Очень важно понять природу связи хиггсовских бозонов с фермионами, так как именно она определяет не только массы, но и углы типа Кабиббо, перекидывающие мост между семействами. В частности, если хиггсовские скаляры подчинены условиям «естественного» сохранения аромата нейтральными токами, то углы Кабиббо независимо от масс кварков определяются симметричными свойствами, горизонтально связывающими ароматы<sup>37</sup>.

#### д) От энергий SU (5) к «нынешним» энергиям

Наличие одной константы в точной SU (5)  $\bar{\alpha} = \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$ , равенства масс лептонов и кварков (3.5), значение угла Вайнберга  $\sin^2 \theta_W = 3/8$  могут показаться на первый взгляд лишены физического содержания, ибо они имеют место при энергиях, представляющих, по крайней мере сегодня, академический интерес.

Однако это не так, ибо в нашем распоряжении имеется аппарат ренормализационной группы, позволяющий учесть изменения физических параметров при изменении  $q^2$  от  $M^2$  (где  $M$  — масса, при которой SU (5)-симметрия — точная) до  $\mu^2$ , где  $\mu$  — масштаб порядка интересующих нас энергий ( $\mu^2 \approx 10 \text{ ГэВ}^2$ )<sup>38</sup>.

Основой изменения интересующих нас величин является ход констант  $\alpha_i(q^2) \propto q^2$ , о котором мы уже говорили (см. п.г) гл.3, рис. 2) и который определяется уравнениями ренормализационной группы

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} g_i(\mu) = \beta_i(g_i(\mu)). \quad (3.6)$$

Мы выбираем  $\mu$  достаточно большим, т. е.  $m \ll \mu < M$ , где  $m$  — массы частиц, так что уравнения (3.6) имеют место и  $g_i(\mu^2) \ll 1$ .  $\beta$ -функции вычисляются на «наблюдаемой» группе, т. е.  $\beta_i = -b_i g_i^3$ , где  $b_i$  берутся из вычисления соответствующих петель фермионов и «обычных» ( $W^\pm, Z^0$ )

векторных бозонов. (Вкладом хиггсовских скаляров и сверхтяжелых векторных бозонов пренебрегается.)

В основе такого подхода лежит теорема <sup>39, 38</sup> о том, что все матричные элементы с внешними частицами с массами и импульсами, много меньшими масс  $M_i$  тяжелых частиц, могут быть вычислены эффективно так, как если бы последних вообще не было.

Поля тяжелых частиц эффективно «отщепляются» от легких, и их роль сводится лишь к перенормировке констант связи, приводя к зависимости последних <sup>4</sup> от  $M_i$ . Иными словами, при импульсах, малых по сравнению с массами тяжелых частиц, динамика эффективно определяется сектором легких частиц перенормируемой теории.

Следствием этой теоремы применительно к рассматриваемой задаче является то, что три группы SU(3)<sub>c</sub>, SU(2) и U(1) при «лабораторных» энергиях «развязаны» друг от друга, мы имеем дело с тремя соответствующими  $\beta$ -функциями, подчиняющимися своим уравнениям ренормализационной группы.

В асимптотически свободной SU(3)<sub>c</sub>  $b_3 = 11 - (2/3)f$  <sup>40</sup>, где первое слагаемое происходит от векторных (в данном случае глюонных) петель, второе — от фермионных;  $f$  — число кварковых (лептонных) ароматов (т. е. удвоенное число семейств (1)). В точной SU(5), конечно,  $b_2 = b_3$ . Однако при наших энергиях она нарушается до SU(3)<sub>c</sub>  $\otimes$  SU(2)  $\otimes$  U(1). Поэтому в  $b_2$  дадут вклад промежуточные бозоны SU(2)-группы, а первое слагаемое в нем будет не 11, а 22/3 (если бы слабая группа была SU( $n$ ), то вошло бы (11/3)  $n$ ). Второе слагаемое в  $b_2$ , связанное с фермионными петлями, то же, что и для  $b_3$ , т. е.  $b_3 - b_2 = 11/3$ .

Для константы  $b_1$  U(1)-группы мы будем иметь только вклад от фермионных петель, так как  $B_\mu$  есть генератор гиперзаряда, а глюоны и промежуточные бозоны SU(2) гиперзаряда не несут. Поэтому  $b_1 = -(2/3)f$ .

Конечно, все это отражает тот факт, что неабелевы группы SU(3) и SU(2) асимптотически свободны, <sup>40</sup> а U(1) — нуль-зарядовая <sup>41</sup> (см. также <sup>42</sup>).

В результате имеем

$$\alpha_i^{-1}(M) = \alpha_i^{-1}(\mu) + \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu},$$

где значения констант при  $q^2 = \mu^2$  таковы:

$$\alpha_1(\mu) = \frac{1}{67}, \quad \alpha_2(\mu) = \frac{1}{26}, \quad \alpha_3 \approx \frac{1}{5}$$

(см. п. г) гл. 3). Отсюда следует, что ( $C^2 = 3/5$ ,  $f$  берем равным 6):

$$\left. \begin{aligned} \ln \frac{M}{\mu} &= \frac{\pi}{11\alpha} \left( 1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha}{\alpha_s(\mu)} \right), \\ \sin^2 \theta_W(\mu) &= \frac{1}{6} + \frac{5}{9} \frac{\alpha}{\alpha_s(\mu)}, \\ \bar{\alpha} \equiv \bar{\alpha}(M) &= \alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \frac{8}{3} \alpha = 0,019. \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Отсюда, беря  $\alpha_s(\mu) = 0,2$ , получим  $M/\mu = 2,2 \cdot 10^{15}$  (независимо от  $\theta_W$ ) и  $\sin^2 \theta_W = 0,19$  (заметим, что в свое время значение  $\sin^2 \theta_W = 0,2$  рассматривалось как серьезный аргумент против SU(5)-схемы, так как эксперименты тяготели больше к значению  $\sin^2 \theta_W = 0,30$ . Теперь эксперименты дают значения  $\sin^2 \theta_W$ , группирующиеся около 0,2). Перенормировка  $\sin^2 \theta_W$  не очень чувствительна к выбору  $\alpha_s(\mu)$  (и числа  $f$ ). Беря,

например,  $\alpha_s(\mu^2) = 0,3$ , будем иметь  $\sin^2 \theta_W = 0,18$ . Массы X- и Y-лептокварков должны быть довольно близки к  $M$ , так как на пороге их рождения меняются сильно лишь производные констант  $\alpha_i$  по  $\ln M$ , а сами  $\alpha_i$  меняются незначительно. При этом  $M_{X, Y} \ll M$  для того, чтобы обеспечить последующее следование всех констант  $\alpha_i$  единому ходу с  $q^2$ , определяемому группой SU(5) ( $b_3 = (11/3)5 - (2/3)f > b_2, b_3$ ). Как будет видно ниже,  $M_{X, Y} \gtrsim 10^{14}$  ГэВ на основании экспериментальной стабильности протона.

Можно также проследить перенормировку масс фермионов от их значений в точной SU(5) до масштаба наших энергий  $\mu$ . Она определяется аномальными размерностями  $\gamma_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) фермионных массовых операторов групп SU(3)<sub>c</sub>, SU(2) и U(1).

В одноцветном приближении, пренебрегая опять вкладом  $\approx m_q^2/q^2$  и мезонов Хиггса, получим<sup>38, 27</sup>

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_{q_A}(\mu)}{m_{q_A}(M)} &= \left( \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha} \right)^{4/b_3} \left( \frac{\alpha_2(\mu)}{\alpha} \right)^{9/4b_2} \left( \frac{\alpha_1(\mu)}{\alpha} \right)^{-1/5b_1}, \\ \frac{m_{q_C}(\mu)}{m_{q_C}(M)} &= \left( \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha} \right)^{4/b_3} \left( \frac{\alpha_2(\mu)}{\alpha} \right)^{9/4b_2} \left( \frac{\alpha_1(\mu)}{\alpha} \right)^{1/10b_1}, \\ \frac{m_{l_C}(\mu)}{m_{l_C}(M)} &= \left( \frac{\alpha_2(\mu)}{\alpha} \right)^{9/4b_2} \left( \frac{\alpha_1(\mu)}{\alpha} \right)^{-9/10b_1}. \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

Формулы (3.8) показывают, что массы кварков заметно растут с уменьшением  $\mu$ , массы лептонов почти не меняются, так что при  $\mu^2 \approx 10$  ГэВ<sup>2</sup> значения масс лептонов и кварков расходятся значительно, достигая «наблюдаемых» значений.

Рис. 3 описывает это схематически.

Первое из соотношений (3.8) мы использовать не можем, так как неизвестна связь массы  $q_A$ -кварков с  $q_C$ -кварками или  $l_C$ -лептонами в точной симметрии.

Из второго и третьего соотношений с учетом  $m_{q_C}(M) = m_{l_C}(M)$  найдем

$$\frac{m_{q_C}(\mu)}{m_{l_C}(\mu)} = \left( \frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha} \right)^{4/b_3} \left( \frac{\alpha_1(\mu)}{\alpha} \right)^{1/b_1} \approx \approx 3,5 (f=6). \quad (3.9)$$

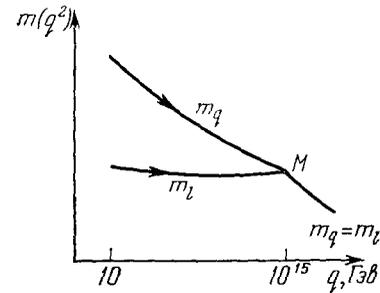


Рис. 3.

Эту простую формулу можно исправлять — учитывая вклады  $\sim m_q^2/q^2$ , связанные с конечностью масс кварков, вклад хиггсовских мезонов<sup>27, 43</sup>, вклады  $\sim m_W^2/q^2$ .

Можно рассмотреть всю совокупность входных и выходных данных. Например полагая

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{12\pi}{25 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \quad \text{в интервале } 0,19 \text{ (чармоний)} - 0,32 \text{ (электророждение)} \text{ (соответственно } \Lambda^2 = 0,005 - 0,09 \text{ ГэВ}^2),$$

$m_u = 0,105$  ГэВ,  $m_\tau = 1,9$  ГэВ,  $f = 6$ , получим

$$\bar{\alpha} = 0,022, \quad \sin^2 \theta_W = 0,20,$$

$M = (0,9 - 3,7) \cdot 10^{16}$  ГэВ,  $m_s = 0,38 - 0,5$  ГэВ,  $m_b = 5 - 5,9$  ГэВ.

Очень стабильно по отношению к варьированию входных параметров

(и к приближениям) значение  $\sin^2 \theta_W$  и в несколько меньшей степени  $\bar{\alpha}$ . Формула (3.5) и ее уточнение приводят к хорошему предсказанию для  $m_b$ . При этом величина  $m_b$  не очень чувствительна к деталям SU (5), она лишь связана с ходом констант  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  для  $q^2 < M^2$ , а не с тем, как они сходятся в одну константу вблизи  $M$ . В значительной степени это последнее, как мы видели (см. п. г) гл. 3), определяется величиной параметра  $C^2$  ( $= 3/5$  в SU (5),  $(n - 2)/n$  в SU ( $n$ )), однако  $C$  входит в отношения масс  $m_b/m_\tau$  через множитель в (3.5), связанный с группой U (1), который сам по себе мал (заметим здесь, что для того, чтобы сделать константу сильного и слабого взаимодействий равными по величине до масс, меньших  $M_{\text{пл}} \approx G_{\text{гр}}^{-1/2}$ , необходимо соответствующим образом «скоординировать» «слабую» и «сильную» группы. Если, например, «слабую» группу взять SU (3), то надо увеличить и размерность «сильной» группы (до SU (4)), ибо скорость приближения констант определяется разностью соответствующих  $\beta$ -функций<sup>38, 27</sup>).

Число ароматов  $f$  играет важную роль при получении выходных данных. При  $f = 8$   $m_b$  увеличивается на 10%, при  $f = 10$  — на 30%<sup>27</sup>. Если учесть еще, что учет двухпетлевых поправок к  $\beta$ - и  $\gamma$ -функциям также увеличивает массы кварков<sup>27, 45</sup> ( $m_b$  на 10%,  $m_s$  — на 25%), то мы приходим к выводу, что  $f$  не может быть больше 8. Ниже мы еще вернемся к этому вопросу. Теперь же вспомним, что если бы мы взяли в качестве хиггсовского мультиплета не представление 5, а 45, то в пределе SU (5)-симметрии мы имели бы  $m_{q_C} = m_{l_C}/3$ .

В результате соотношение, соответствующее (3.9), привело бы к массам для  $m_s$  и  $m_b$ , в три раза меньшим, что резко противоречит эксперименту.

Отметим теперь выводы SU (5)-схемы относительно масс кварков, не соответствующие общепринятым представлениям и опыту. Если мы, действуя аналогично вышеизложенному, захотим получить информацию о d-кварке, то она приведет к неудовлетворительному выводу:  $m_d(\mu)/m_s(\mu) = m_e/m_\mu \sim 1/200$ , хотя, конечно, предпочтительнее было бы иметь для этого отношения масс кварков на малых расстояниях ( $\mu \gg \gg 1$  ГэВ) величину  $\sim 1/20$ <sup>46</sup>. Масса странного кварка получается довольно завышенной (см. (3.9)). Вышие поправки еще больше увеличивают это расхождение с опытом. Неудовлетворительный вывод схемы SU (5) для отношений  $m_s/m_\mu$  ( $m_d/m_e$ ),  $m_d/m_s$  характерен и для ряда других схожих с ней схем объединения (например, SO (10)). Причина этой трудности с экстраполяцией к массам легких фермионов неясна. Вполне возможно, что здесь существенна роль хиггсовских бозонов, переносящих массы кварков.

### е) Нестабильность нуклона

Мы уже отмечали, что схема SU (5), объединяющая кварки и лептоны в один мультиплет, может приводить к нарушению барионного (и лептонного) заряда. При этом в SU (5) сохраняется разность барионного и лептонного чисел, т. е. протон может перейти в антилептон, но не в лептон. За нарушение барионного (лептонного) числа ответственны сверхтяжелые векторные бозоны  $X_{\pm 4/3}^i, Y_{\pm 1/3}^i$  («лептокварки»), генерирующие экзотические лептон-кварковые и дикварковые токи.

Элементарные процессы, которые индуцируются этими токами и приводят к различным каналам нестабильности протона (нейтрона), даны на диаграммах рис. 4.

«Элементарный» лагранжиан на кварковом уровне имеет следующий несохраняющий барионное число эффективный четырехфермионный ( $M_X \approx M_Y$ ) вид:

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = \frac{\tilde{G}}{\sqrt{2}} \varepsilon_{ijk} \{ \bar{u}_L^{kc} \gamma_\mu u_L^j [ \bar{e}_L \gamma_\mu d_L^i - \bar{e}_R \gamma_\mu d_R^i + \bar{\mu}_L \gamma_\mu s_L^i - \bar{\mu}_R \gamma_\mu s_R^i ] + \\ + \bar{u}_L^{kc} \gamma_\mu d_L^j ( \bar{e}_L \gamma_\mu u_L^i ) + \bar{u}_L^{kc} \gamma_\mu d_L^j ( \bar{\nu}_{eR}^c \gamma_\mu d_R^i + \bar{\nu}_{\mu R}^c \gamma_\mu s_R^i ) \} + \text{э. с.} \quad (3.10)$$

$\tilde{G}/\sqrt{2} \equiv \pi\alpha/2M_X^2$ , индекс  $c$  означает зарядовое сопряжение. Диаграмма рис. 4, *a* отвечает переходу одного кварка в протоне с несохранением барионного числа, рис. 4, *b* и *b'* — двухкварковому переходу, рис. 4, *в* — трехкварковому. Рассмотрение<sup>47</sup> показывает, что наиболее существенный вклад в нестабильность нуклона происходит от диаграмм рис. 4, *b*, *b'*);

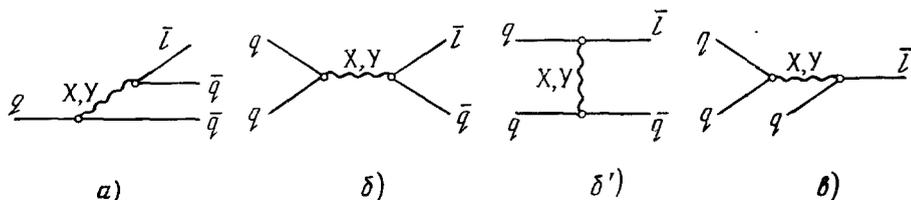


Рис. 4.

диаграмма рис. 4, *в* уменьшает время жизни протона всего на несколько процентов. Вклад диаграммы рис. 4, *a* в  $\tau_p$  меньше 30%, так что можно ограничиться вычислением диаграмм рис. 4, *b*, *b'*.

Вычисление времени жизни протона включает вычисление перехода  $q + q \rightarrow \bar{l} + \bar{q}$  для двухкварковой волновой функции  $\psi(0)$  в протоне ( $|\psi(0)|^2 \approx (\pi R^3)^{-1} \approx 10^{-2} \text{ ГэВ}^3$ ,  $R$  — радиус протона  $\approx 0,75 \text{ ф}$ ) и перенормировку сильными взаимодействиями от энергий  $\approx M_X$  до энергий порядка  $\mu \approx$  нескольких гигаэлектрон-вольт, аналогичную той, которая была описана в п. д) гл. 3 для констант и фермионных масс.

Считая, что массы всех кварков малы по сравнению с  $M_X$ ,  $M_W$ , перенормировку матричного элемента распада протона можно получить из аномальной размерности трехкварковых операторов аналогично тому, как это делается при вычислении матричных элементов нелептонных распадов гиперонов.

Перенормировка эта имеет приближенно вид ( $m_f < \mu$ )<sup>27</sup>

$$A \approx \left[ \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\alpha} \right]^{2f b_s}. \quad (3.11)$$

Если мы хотим исследовать более реалистично зависимость  $\tau_p$  от  $f$  — числа кварковых ароматов, помня, что для  $f > 3$   $m_f \gtrsim \mu$ , то можно ввести исправленный на этот эффект множитель усиления для матричного элемента, например так<sup>47</sup>:

$$A_s(f) = \prod_{i=4}^f A'_s(i) A_s(f) A_4, \quad (3.12)$$

где

$$A_s(f) = \left( \frac{\alpha_s(m_f^2)}{\alpha} \right)^{2f b_s},$$

$$A'_s(i) = \left[ \frac{\alpha_s(m_{i+1}^2)}{\alpha_s(m_i^2)} \right]^{2f[11 - (2/3)i]},$$

$$A_4 = \left[ \frac{\alpha_s(\mu^2 \approx 1 \text{ ГэВ}^2)}{\alpha_s(m_b^2)} \right]^{6/25}$$

(для оценки будет взято  $m_{i+1}/m_i = 3$ ). Для оценки можно взять  $R = 0,75$  ф,  $m_q = m_p/3$ ,  $\alpha_s (\mu^2) \approx 0,5$ ,  $\bar{\alpha} = 0,02$ ,  $f = 6$ . Тогда

$$\tau_p \approx (10^3 - 10^4) \frac{m_X^4}{m_p^5}.$$

Сравнивая с экспериментальной нижней границей  $\tau_p$  ( $2 \cdot 10^{30}$  лет <sup>48</sup>), мы видим, что  $M_X \gtrsim 10^{14}$  ГэВ, что довольно нетривиально, учитывая, что  $M \approx 10^{16}$  ГэВ.

Следует иметь в виду, что нижняя граница на  $\tau_p$  экспериментально связана с мюонным каналом распада протона, который, как показывают оценки, вносит примерно 2%-ный вклад в вероятность распада протона. Следует иметь в виду, что рассмотрение вопроса неустойчивости протона в этом разделе носит довольно общий характер и использование конкретного лагранжиана (3.10) не критично. Резонно думать, что общая структура (3.10) характерна для многих схем великого объединения, различие будет связано лишь с численными множителями порядка единицы и конкретным распределением спиральностей кварков и лептонов.

В заключение приведем (табл. I) реалистические значения времен жизни протона и нейтрона (в годах) (см. (3.12)) для различных значений

Таблица I

Времена жизни нуклона в зависимости от  $f$  (в годах)

$f$	6	8	10	12	14
$\tau_f (p)$	$0,8 \cdot 10^{33}$	$6 \cdot 10^{32}$	$4 \cdot 10^{32}$	$2,2 \cdot 10^{32}$	$4 \cdot 10^{31}$
$\tau_f (n)$	$10^{33}$	$6,7 \cdot 10^{32}$	$5 \cdot 10^{32}$	$2,5 \cdot 10^{32}$	$4,5 \cdot 10^{32}$

чисел ароматов кварков  $f$  (вклад мюонного канала в вероятность распада протона и нейтрона  $\approx 2\%$ )<sup>47</sup>. Наиболее быстрый канал связан с переходом  $ud \rightarrow e^+ \bar{u}$ , приводящим к распадам  $p \rightarrow \pi^0, \eta, \rho^0, \omega + e^+, n \rightarrow \pi^-, \rho^- + e^+$  (относительная вероятность  $\approx 80\%$ ). Наибольшие неопределенности расчета связаны с параметрами  $\alpha_s (\mu^2)$ ,  $M_X$ ,  $|\psi(0)|^2$ . Зависимость времени жизни от  $|\psi(0)|^2$  и  $M_X$  прозрачная ( $\tau^{-1} \sim |\psi(0)|^2$ ,  $\tau \sim M_X^4$ ). Приведенные значения  $\tau_p$  соответствуют значению  $\Lambda = 0,2$  ГэВ. Увеличение (уменьшение)  $\Lambda$  в интервале  $0,07 \leq \Lambda \leq 0,45$  увеличивает (уменьшает)  $\tau_p$  в 18 (4) раз.

Знакомство с табл. I позволяет утверждать, что существенное увеличение точности эксперимента типа Райнеса — Кроуча <sup>48</sup> — очень важная задача. В настоящее время обсуждаются и планируются эксперименты по поиску распада протона, имеющие дело с  $2 \cdot 10^5$  тонн вещества, что позволит повысить нижнюю границу на  $\tau_p$  до  $10^{35}$  лет <sup>49</sup>.

### ж) Конечное число кварковых ароматов?

Как мы видели в предыдущем разделе,  $\tau_p$  сильно зависит от  $f$  (см. табл. I). Например, если взять число  $f$  равным 16, за которым асимптотическая свобода SU (3)<sub>c</sub> теряется <sup>40</sup> \*), мы получим  $\tau_p \approx 10^{26}$  лет, что явно неприемлемо.

\*) В работе <sup>50</sup> рассмотрены ограничения на фермионные и хиггсовские представления в различных схемах объединения, при которых имеет место асимптотическая свобода для калибровочной константы связи. О построении полностью асимптотически свободной SU (5)-схемы см. работу <sup>51</sup>.

В п. д) гл. 3 мы также видели, что увеличение числа  $f$  приводит к неприемлемым значениям масс  $s$ - и  $b$ -кварков, особенно если учесть различного рода поправки к проведенному анализу<sup>27, 44, 45, 48</sup> (учет двухпетлевых поправок к  $\beta$ -функциям и аномальным размерностям фермионных массовых операторов, учет пороговых эффектов, когда внешние импульсы петель находятся в области масс частиц в петлях).

Таблица II

Массы  $b$  ( $s$ )-кварков как функция  $\Lambda^2$ 

$\Lambda^2$ , ГэВ <sup>2</sup>	$\alpha_s^{(0)}, 10 \text{ ГэВ}^2$	$\alpha_s^{(1)}, 10 \text{ ГэВ}^2$	b						s					
			$m_b^{(0)}$			$m_b^{(1)}$			$m_s^{(0)}$			$m_s^{(1)}$		
			$f=6$	$f=8$	$f=10$									
0,09	0,32	0,23	5,3	5,8	6,9	6,5	8,0	12,5	0,47	0,56	0,63	0,81	0,95	1,7
0,03	0,26	0,19	5,0	5,5	6,5	6,0	7,8	11,2	0,43	0,50	0,57	0,63	0,63	0,78
0,005	0,19	0,16	4,5	5,0	5,9	5,2	6,3	9,4	0,36	0,43	0,47	0,48	0,57	0,90

Мы уже говорили об этом в конце п. д) гл. 3. Приведем итоговую табл.<sup>45</sup> показывающую, как влияет число  $f$  и учет необходимых поправок на программу, описанную в п. д) гл. 3; здесь  $m^{(0)}$  ( $m^{(1)}$ ) — масса в однопетлевом (двухпетлевом) приближении. Табл. II показывает, что если верить в указанную схему, то  $f = 6$  наиболее правдоподобно,  $f = 8$  и особенно  $f = 10$  исключаются.

Следует обратить внимание на одно обстоятельство, связанное с зависимостью физических следствий SU(5)-схемы от числа кварковых ароматов ( $f^*$ ). Во всех рассмотренных выше работах пренебрегалось вкладом хиггсовских бозонов в перенормировку констант связи. Пренебрежение вкладом по крайней мере дублета «легких» бесцветных бозонов Хиггса — нижних компонент квинтета ( $5 \supset (3, 1) + (1, 2)$ ) — при  $q^2 \gg M_W^2$  — довольно грубое приближение. Их учет приводит к изменениям, например оценок  $\tau_p$ , более существенным, чем изменение числа  $f$ . Грубо говоря, каждый дополнительный квинтет хиггсовского поля уменьшил бы  $\tau_p$  на порядок. Изменилось бы при этом и предсказание для  $\sin^2 \theta_W$ .

Следует также иметь в виду<sup>\*)</sup>, что масса  $M$ , при которой происходит объединение, от  $f$  не зависит, ибо замедление убывания константы  $\alpha_s$  с введением новых семейств в точности компенсируется ускорением роста константы  $\alpha$ . От  $f$  зависит лишь величина  $\bar{\alpha}$ .

Имеется ряд других оценок числа ароматов кварков  $f$ . Многие из них по существу повторяют аргументы Ландау<sup>32</sup>, о которых мы уже говорили, модернизированные с учетом асимптотической свободы, цвета, дробного заряда кварков,  $W$ -мезонов, хиггсовских скаляров и т. п.<sup>52</sup>

Имеются аргументы иного характера, основанные на нестабильности глюонного вакуума, проявляющейся в наличии нестабильного вакуумного состояния, лежащего ниже «теоретиковозмущенческого» вакуума<sup>53</sup>. Исходя из результатов работ<sup>53</sup>, Нильсен и Олесен<sup>54</sup> получили для  $f$  оценку  $f \lesssim 8$  и связывают ее с условием распада этого нового уровня на электрические вихри, обеспечивающие конфайнмент.

Существуют аргументы астрофизического характера, связанные с верхним пределом на число нейтрино с нулевой или малой массой<sup>55</sup>. Аргументация сводится к следующему.

\*) На это обстоятельство обратил внимание М. Б. Волошин

На ранней стадии расширения Вселенной в плотности энергии доминируют безмассовые (или с массой, много меньшей  $kT$ ) частицы. Добавление лишней частицы с нулевой (или малой  $< 100$  кэВ) массой, живущей более нескольких секунд, увеличило бы в течение первых нескольких секунд плотность энергии  $\rho'/\rho = 1 + \alpha \Delta N_\nu \equiv \xi^2$ , где  $\Delta N_\nu$  — число дополнительных частиц (типа нейтрино с  $m_\nu \approx 0$ ), а это изменило бы темп расширения  $t'_p = t_p/\xi$  ( $t_p$  — время, прошедшее от начала расширения), ибо для «свободного» расширения, характерного для начальной стадии развития (однородной и изотропной) Вселенной,  $\rho = \kappa a T^4 = = 3/32\pi G_{\text{ГР}} t_p^2$  \*) ( $\alpha$  — постоянная). Расширение ускоряется ( $\xi > 1$ ), что приводит к тому, что темпы первичного нуклеосинтеза меняются, основные слабые процессы, определяющие соотношение нейтронов и протонов ( $e^+ + n \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$ ,  $e^- + p \rightleftharpoons n + \nu_e$ ,  $n \rightleftharpoons p + e^- + \bar{\nu}_e$ , начнут выходить из равновесия из-за увеличения скорости расширения — раньше, при более высоких температурах (время установления равновесия  $\tau = = 1/\sigma n c$  ( $n$  — плотность числа  $n, p$ )  $\sim T^{-5}$ , ибо  $\sigma \sim T^2$ , а  $n \sim R^{-3} \sim T^3$  ( $R$  — масштаб Вселенной), так что при  $t > \tau$  равновесие перестает устанавливаться). Происходит более ранняя «закалка» нейтронов (при  $T_f \sim \sim N_\nu^{1/6}$ ) и отношение числа нейтронов к числу протонов будет большим, чем без этой лишней частицы с малой  $m_\nu$ . Это приводит к увеличению доли  $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и в конечном счете к избытку  ${}^4\text{He}$ , как наиболее устойчивой в процессе последующей эволюции системы. Температура закалки получается порядка  $1 \text{ МэВ} \approx 10^{10} \text{ К}$ , давая для избытка гелия значения порядка  $0,23-0,25$ . В результате из наблюдаемого верхнего предела избытка реликтового гелия над водородом ( ${}^4\text{He}/\text{H} < 26\%$ ) \*\*) можно получить  ${}^{4,55}$  (с учетом возможных правых нейтрино, у которых сечение  $\sigma_R < 10^{-9} \sigma_L$  <sup>56</sup>) верхний предел для числа нейтрино  $N_\nu < 3-4$ , что соответствует в рассматриваемой схеме  $f < 6-8$ .

Таким образом цепочка: «новые» нейтрино (нейтральные лептоны с малой массой)  $\rightarrow$  увеличение плотности излучения  $\rightarrow$  ускорение темпов раннего расширения  $\rightarrow$  увеличение избытка гелия  ${}^4\text{He}/\text{H}$  приводит к довольно жесткому ограничению на  $f$ .

Мы видим, что космологические аргументы становятся существенными для схем великого синтеза. Ниже мы встретимся с еще более сильным и весомым вторжением космологии в схемы объединения типа SU (5)-симметрии.

### в) Хиггсовский сектор SU (5)-схемы.

#### Проблема иерархии

В SU (5)-симметрии — самый простой по отношению к другим объединяющим группам сектор Хиггса.

Мы уже отмечали, что нарушение SU (5) до уровня  $SU (3)_c \otimes SU (2) \otimes \otimes U (1)$  происходит минимальной хиггсовской системой  $\Phi$  из  $\underline{24}$ -плета группы:  $\Phi = \sum_{a=1}^{24} \Phi_a \lambda^a / \sqrt{2}$ . Хиггсовское поле  $\Phi$  придает массу двенадцати супертяжелым бозонам  $X_{\pm 4/3}^i, Y_{\pm 1/3}^i$ . Не использованные на это компоненты  $\Phi$  являются физическими. Взаимодействие с векторными полями имеет константу  $g$ . Она же определяет величину этих сверхболь-

\*)  $a$  — постоянная, фигурирующая в плотности излучения абсолютно черного тела,  $\kappa = [n_D + (7/8) n_F]/2$ , где  $n_D(n)$  — полное число степеней свободы различных бозонов (фермионов).

\*\*) К оценкам относительного содержания реликтового гелия надо относиться осторожно (см., например, <sup>57</sup>, с. 584).

ших масс  $M_{X, Y}$ . Ниже мы в изложении придерживаемся работы <sup>44</sup>. Наиболее общая форма потенциала Хиггса (с дискретной симметрией  $\Phi \rightarrow -\Phi$ ) имеет вид

$$V(\Phi) = -\frac{\mu^2}{2} \text{Tr}(\Phi^2) + \frac{a}{4} [\text{Tr}(\Phi^2)]^2 + \frac{b}{2} \text{Tr}(\Phi^4). \quad (3.13)$$

Для  $b > 0$  и  $a > -(7/15)bV(\Phi)$  имеет ненулевое вакуумное среднее и оно соответствует нарушению  $SU(5) \rightarrow SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$ :

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = v_{24} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -3/2 \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

$v_{24}$  определяется соотношением

$$\mu^2 = \left( \frac{19}{2} a + \frac{7}{2} b \right) v_{24}^2. \quad (3.15)$$

Массы X- и Y-бозонов равны

$$M_X^2 = M_Y^2 = \frac{25}{8} g^2 v_{24}^2. \quad (3.16)$$

После придания масс  $X_{\pm 4/3}^i$  и  $Y_{\pm 1/3}^i$ -бозонам остается 12 бозонов Хиггса с массами порядка масс  $M_{X, Y}$  ( $\sim b^{1/2} v_{24}$ ) (цветовой октет с нулевым зарядом и четыре цветовых синглета — два нейтральных и два с зарядом  $\pm 1$  (дублет по  $SU(2)$ ):  $H_3, H', H'', H^\pm$ ).

Второй этап нарушения  $SU(2) \otimes U(1) \rightarrow U(1)$  происходит опять-таки минимальным образом — за счет квинтета с  $SU(3)_c \otimes SU(2)$ -содержанием (3,1) + (1,2):

$$H = \begin{pmatrix} H_{1/3}^i \\ H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}, \quad i = r, y, b.$$

H содержит цветовой триплет с зарядом 1/3 и  $SU(2)$  — дублет  $\begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$ , который нарушает  $SU(2)$ ;

$$|H^+ = (H_{-1/3}^i, H^-, H^{0*});$$

Здесь, как в обычной схеме Салама — Вайнберга, нейтральная компонента  $(H^0 + H^{0*})/\sqrt{2}$  дает массы векторным бозонам  $W^\pm, Z^0$ , имея ненулевое вакуумное среднее  $v_5 \approx 10^2$  ГэВ.  $H^+, H^-$  и  $(H^0 - H^{0*})/\sqrt{2}$  идут на трети компоненты  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -мезонов.

На языке соответствующего потенциала Хиггса

$$V(H) = -\frac{v^2}{2} H^+ H + \frac{\lambda}{4} (H^+ H)^2, \quad (3.17)$$

$$v_5^2 = \frac{2v^2}{\lambda}, \quad m_W^2 = \frac{g^2}{4} v_5^2. \quad (3.17')$$

Масса физического хиггсовского бозона  $H^0$

$$m_{H^0}^2 = \frac{\lambda v_5^2}{2} = v^2.$$

Остальные три хиггсовских бозона  $H_3 (H_3^i)$  с зарядом  $+1/3 (-1/3)$  могут иметь в принципе большую массу ( $\leq M_X$ ) и приводят, как и  $X_{\pm 4/3}^i, Y_{\pm 1/3}^i$ -бозоны, к нарушению барионного заряда. Однако связь  $H_3$  с фермионами

мала ( $g_{\text{Haff}} \approx gm_1/m_W$ ), как и у мезонов Хиггса SU (2), поэтому их вклад в вероятность распада протона по отношению к вкладу X, Y-бозонов пренебрежимо мал:

$$\frac{\Gamma(p \xrightarrow{H_3} \bar{l} + \text{всё})}{\Gamma(p \xrightarrow{X, Y} \bar{l} + \text{всё})} \approx \frac{m_{X, Y}^4}{m_{H_3}^4} \frac{m_l^4}{m_W^4} \ll 1.$$

До сих пор, по существу, хиггсовские скаляры были изолированы друг от друга (хотя мы неявно имели в виду связь между ними, когда говорили о физических хиггсовских бозонах с массой, не поглощенных в векторных бозонах X, Y,  $W^\pm$ , Z. Без этой связи (см. ниже) эти скалярные мезоны, например  $H_3$ , не имели бы массы, что привело бы к нежелательной возможности существования легких связанных состояний их с кварками).

Однако в принципе Ф и Н связаны между собой обменами векторными бозонами и их петлями. Эта связь в принципе может привести к тому, что сделанная руками иерархия взаимодействий, нарушающих симметрию, или вакуумных средних

$$\frac{v_{24}}{v_5} \sim \frac{\mu}{v} \sim \frac{M_X}{m_W} \sim 10^{12} - 10^{13}$$

может исчезнуть.

Учтем эту связь между Ф и Н феноменологически с помощью простого потенциала

$$U(\Phi, \mathbf{H}) = \alpha \mathbf{H}^+ \mathbf{H} \text{Tr}(\Phi^2) + \beta \mathbf{H}^+ \Phi \mathbf{H}^+. \quad (3.18)$$

В этом случае  $\langle 0 | \Phi | 0 \rangle$  уже не будет иметь форму (3.14), ибо SU (2) нарушается с учетом (3.17) и (3.18), так что можно написать

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = v_{24} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{3}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{3}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon}{2}\right) \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Следует ожидать, что нарушение SU (2) из-за хиггсовского поля Ф много меньше, чем нарушение ее, связанное с «дублетным» нарушением Н в соответствии с экспериментальным подтверждением  $I = 1/2$  для бозона Хиггса в SU (2) (см. п. а) гл. 1). Поэтому естественно искать минимум полного потенциала (3.13), (3.17), (3.18), в котором  $\varepsilon \rightarrow 0$ , когда  $\alpha, \beta \rightarrow 0$ .

Тогда с точностью  $v_5/v_{24}$

$$\varepsilon = \frac{3}{20} \frac{\beta}{b} \left( \frac{v_5}{v_{24}} \right)^2.$$

Условия (3.15) и (3.17<sup>1</sup>) при этом заменяются на следующие:

$$\mu^2 = \left( \frac{19}{2} a + \frac{7}{2} b \right) v_{24}^2 + \left( \alpha + \frac{3\beta}{10} \right) v_5^2, \quad (3.20)$$

$$v^2 = \frac{\lambda v_5^2}{2} + \left( 19\alpha + \frac{\beta}{2} - 3\varepsilon\beta \right) v_{24}^2. \quad (3.21)$$

В результате и массы ряда хиггсовских мезонов сильно меняются, например,  $m_{H_3}^2 = - (5/2) \beta v_{24}^2 + O(v_5^2)$ , так что его масса может быть в принципе не очень малой по сравнению с массой X-, Y-бозонов. ( $\alpha, \beta$  малы по сравнению с  $a, b, \lambda$ ).

Мы видим, что связь  $\Phi$ - и  $H$ -скалярных полей может привести, вообще говоря, к существенному изменению иерархии, и отношение  $\mu/v \sim \sim M_X/m_W$  уменьшается значительно, если нет каких-то особых сокращений в (3.21).

Одно время утверждалось, что на самом деле иерархия нарушается как на древесном, так и на петлевом уровне связи между  $\Phi$  и  $H$  <sup>58</sup>.

Однако в отношении древесного приближения корректное рассмотрение показало <sup>59-60</sup>, что утверждение <sup>58</sup> о том, что условие минимума потенциала с учетом связи между полями Хиггса накладывает ограничения на соотношение между массами векторных мезонов, характеризующими нарушение, неверно и связано с необоснованными ограничивающими предположениями, сделанными в работе <sup>58</sup>.

С радиационными поправками (петли) дело обстоит сложнее — на первый взгляд кажется, что чем сильнее калибровочная иерархия, тем большее число петлевых диаграмм надо включать в рассмотрение, что может изменить иерархию, возникшую в древесном приближении за счет большого отношения масс хиггсовских бозонов, и зафиксировать ее на уровне, определяемом константой связи <sup>58</sup> ( $\sim \bar{\alpha}^{-1/2}$ ).

Здесь можно спекулировать на роли гравитации, за счет которой мы имеем суперсильное нарушение симметрии ( $\sim G_{\text{Гр}}^{-1/2}$ ) (но тогда это не имеет непосредственного отношения к рассматриваемой схеме) или считать, что на одном из этапов нарушение — динамическое и в теории имеется один массовый (сверхвысокий) масштаб, а не два. Много ниже этого масштаба теория содержит лишь фермионы и калибровочные поля; второй этап нарушения динамический и определяется массой, при которой константа сильного взаимодействия достаточно велика, так, что теория возмущений не применима.

Что касается конкретного исследования роли петлевых поправок, то можно в принципе <sup>44</sup>, <sup>59-61</sup> обеспечить иерархию между массами векторных полей, соответствующих «независимым» группам не только на древесном, но и на однопетлевом уровне.

Здесь надо различать две стороны вопроса:

1) Можно ли обеспечить требуемую иерархию в терминах затравочных параметров эффективного потенциала в каждом порядке теории возмущений? Эта возможность представляется довольно неестественной, ибо означает наличие сокращений среди бесконечного числа членов, хотя не исключено, что за счет наличия в модели дополнительных симметрий (суперсимметрия?) этого можно добиться.

2) Можно, конечно, потребовать, чтобы перенормированные вакуумные средние (с учетом всех петель)  $v_{24}$  и  $v_5$  удовлетворяли требуемой иерархии как условиям перенормировки. Тогда невозможность, вообще говоря, обеспечения условий иерархии в каждом порядке теории возмущений следовало бы рассматривать не как ограничение на иерархию, а как указание на неприменимость теории возмущений.

Именно с таких позиций подошел к этому вопросу Вайнберг <sup>62</sup> (см. также <sup>61</sup>), который показал, что, накладывая условия на перенормированные параметры эффективного потенциала, всегда можно обеспечить нужную иерархию. В ряде случаев эти условия вообще не ограничивают иерархии, а в других, по-видимому, наиболее интересных случаях возникают ограничения, вполне подходящие для феноменологии рассматриваемых здесь единых теорий <sup>62</sup>. Было бы крайне интересно понять, можно ли получить эти условия на перенормированные параметры теории, сводящиеся к достаточной малости масс некоторых скаляров, в теории возмущений с симметрией.

и) Космологический аспект схем объединения

Как можно увидеть из вышеизложенного,  $SU(5)$ -симметрия, объединяющая сильные взаимодействия с электрослабыми и «объясняющая» ряд связей между фундаментальными физическими параметрами теории, приводит к довольно ограниченному кругу подлежащих экспериментальной проверке предсказаний, в основном сводящемуся к нестабильности протона. Конечно, очень важно и заманчиво наблюдать нестабильность протона в лаборатории за счет резкого увеличения количества вещества и точности в эксперименте типа Райнеса и Кроуча <sup>48</sup> (см. <sup>49</sup>).

Однако естественно возникающая в схеме нестабильность протона имеет далеко идущие космологические аспекты, которые также служат своеобразной проверкой схемы.

Надо оговориться, что космологический «тест» единых теорий, о котором будет идти речь ниже, связан с популярной горячей моделью расширяющейся Вселенной <sup>57, 63</sup>. (Мы уже обращались к этой модели, когда говорили в п.ж)гл.3 о существенном для  $SU(5)$ -схемы верхнем пределе числа нейтрино с малой массой, связанной с относительным содержанием гелия космологического происхождения, дающем вместе с реликтовым излучением информацию о ранних этапах эволюции Вселенной).

Современные данные <sup>57, 63, 64</sup> говорят о том, что количество барионов  $N_B$  в видимой части Вселенной порядка  $10^9 - 10^{10}$  от числа  $N_\nu$  реликтовых фотонов (полное число барионов  $N_B \approx 10^{78-79}$ , фотонов  $N_\nu = 10^{88}$ ), в то время как содержание антивещества ничтожно.

Можно, конечно, считать, что наблюдаемый избыток барионов связан не с несохранением барионного числа, а с затравочным ненулевым барионным зарядом Вселенной. При этом в какой-то мере снимается необходимость что-либо объяснять.

Избыток барионов можно отнести за счет несимметричного поглощения барионов и антибарионов черными дырами <sup>65</sup>. Несимметричность поглощения обусловлена здесь различием в парциальных ширинах, обусловленным нарушением  $C$ - и  $CP$ -инвариантности в этих процессах с черными дырами.

Если же встать на точку зрения нарушения барионного числа за счет каких-либо взаимодействий, как это имеет место в единых теориях рассматриваемого здесь типа (или нарушения барионного числа за счет инстантонного механизма <sup>66</sup>, которого мы здесь не будем касаться), то наблюдаемый избыток барионов должен определяться, с одной стороны, начальными условиями, имеющими место при возникновении Вселенной, и историей ее эволюции, особенно на ранних ее этапах, а с другой стороны — самими процессами, нарушающими сохранение числа барионов, и взаимодействиями частиц, участвующих в этих процессах.

Мы примем начальные условия в духе горячей модели: «хаотические начальные условия», описываемые матрицей плотности  $\hat{\rho}$ , диагональной по барионному числу  $B$  и симметричной относительно замены  $B \rightarrow \bar{B}$ , иными словами, начальное равновесное состояние (результат «большого взрыва») возникло за счет  $B$ -,  $C$ - и  $CP$ -инвариантного взаимодействия.

Возможность последующего нарушения в некоторых процессах только барионного числа недостаточна для возникновения избытка барионов  $\Delta B$ . Эти процессы должны быть асимметричны относительно замены  $B \rightarrow \bar{B}$ , иначе знак эффекта будет случайным на разных стадиях эволюции и сокращаться, так что  $N_B$  будет порядка  $N^{1/2} \approx 10^{44}$  и  $N_B/N_\nu \approx 10^{-44}$ , а не  $\approx 10^{-10}$  <sup>67</sup>. Очевидно, что по этой же причине необходимо не только  $C$ -, но и  $CP$ -нарушение (возможность генерации барионной асимметрии в модели горячей Вселенной за счет процессов, в которых нарушается

сохранение барионного заряда и одновременно  $CP$ -инвариантность, рассмотрена впервые в <sup>68</sup>).

Независимо от  $C$ - и  $CP$ -инвариантности, несохранение барионного заряда не приводит к ненулевому барионному числу, если система находится в статистическом равновесии <sup>68, 69</sup>. Это есть следствие  $CPT$ -теоремы <sup>68, 70, 71, 67</sup> ( $\hat{\rho}(t)$  — равновесная матрица плотности,  $\hat{\theta} = \hat{C}\hat{P}\hat{T}$ )

$$\langle \hat{B} \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{B}) = \text{Tr}(\hat{\theta} \hat{\rho} \hat{\theta}^{-1} \hat{\theta} \hat{B} \hat{\theta}^{-1}) = -\text{Tr}(\hat{\rho} \hat{B}) = -\langle \hat{B} \rangle$$

(ибо  $CPT$ -сопряженное состояние имеет ту же энергию, но противоположный барионный заряд). Поэтому на самой ранней равновесной стадии эволюции Вселенной ( $T \approx G_{\text{ГР}}^{-1/2} \approx 10^{19}$  ГэВ,  $t \approx 1,5 \cdot 10^{-43}$  с) имеется равное число барионов и антибарионов. По мере расширения Вселенной плотность энергии первичной плазмы из кварков и лептонов падает (в начале, в эпоху преобладания радиации над веществом, пропорционально четвертой степени температуры ( $\rho \sim T^4 \sim 1/t^2$ , где  $t$  — время, прошедшее от начала расширения)), скорость расширения Вселенной  $\dot{R}/R$  в начальной стадии расширения пропорциональна  $T^2$ :

$$\dot{R}/R = 1/2t \sim T^2 \quad (\text{в единицах } \hbar = c = G_{\text{ГР}} = 1). \quad (3.22)$$

Если скорость процессов, не сохраняющих барионный заряд,  $\sigma\nu$ , меняется так с температурой, что скорость расширения быстрее скорости процессов, то со временем нарушающие барионный заряд процессы выйдут из статистического равновесия, и Вселенная в принципе может иметь ненулевой барионный заряд.

Иными словами, с учетом сказанного выше, процессы, нарушающие барионный заряд (а также  $C$ - и  $CP$ -инвариантность), так должны «подстроиться» к хаббловскому расширению, чтобы обеспечить наблюдаемый избыток барионов  $N_B/N_\nu$ .  $CPT$ -теорема накладывает дополнительные условия на временной ход возникновения ненулевого  $\langle \hat{B}(t) \rangle$  <sup>67</sup>:  $\langle \hat{B}(t) \rangle = -\langle \hat{B}(-t) \rangle$ , т. е.  $\langle \hat{B}(t) \rangle$  — нечетная функция  $t$ , а также на зависимость от времени скорости изменения  $\langle \hat{B}(t) \rangle$  со временем:  $\langle \dot{\hat{B}}(t) \rangle_{t \rightarrow 0} \rightarrow 0$ , откуда следует, что избыток барионов создается на ранней стадии довольно медленно:  $\langle \hat{B}(t) \rangle \sim t^3$  по крайней мере. Кроме того, из этих же соображений следует, что  $\langle \hat{B} \rangle$  возникает только во втором порядке по несохраняющему барионный заряд взаимодействию, что довольно естественно. Следует иметь в виду, что в замкнутой нерасширяющейся Вселенной с фиксированной температурой невозможно иметь в течение долгого времени избыток барионов за счет процессов, не сохраняющих барионный заряд.

Ненулевое среднее барионного числа, как мы видим, зависит от того, на каком уровне эволюции выйдут из равновесия нарушающие  $B$  (и  $C$ - и  $CP$ -) инвариантность процессы.

А это определяется не только масштабом элементарного акта, но и такими фундаментальными свойствами теории, как перенормируемость <sup>67</sup>.

В самом деле, все перенормируемые теории (т. е. теории с безразмерной константой связи) имеют скорость реакции  $I_R$ , пропорциональную температуре; например, для  $SU(5)$ -модели при  $T \gg M$

$$I_R \sim \bar{\alpha}^{-2} T. \quad (3.23)$$

Аналогичная зависимость будет у скоростей процессов, соответствующих сильным, слабым и электромагнитным взаимодействиям при соответствующих температурах. Из (3.22) и (3.23) следует, что перенормируемые взаимодействия (КХД, слабые, электромагнитные взаимодействия, единое

SU (5)-симметричное взаимодействие выше  $M$ , не будут в равновесии, если  $T^2 > \bar{\alpha}^2 T$ . Это значит, что от  $T = 10^{19}$  ГэВ до  $T = 10^{15}$  ГэВ мы имеем период неравновесный (гравитация, конечно, всегда будет в неравновесном состоянии для  $T < T_{\text{пл}} = G_{\text{ГР}}^{-1/2} \approx 10^{19}$  ГэВ, ибо  $I_G \sim G_{\text{ГР}} T^3$ ).

Что касается неперенормируемых взаимодействий с размерной константой связи, то здесь дело обстоит иначе, ввиду более сильной зависимости  $I_{\text{NR}}$  от  $T$ .

Например, для локального четырехфермионного взаимодействия, к которому эффективно сводятся при  $T < M \approx 10^{15}$  ГэВ взаимодействия, индуцированные обменом сверхтяжелыми векторными мезонами или хиггсовскими бозонами SU (5)-(или какой-нибудь другой) — схемы великого объединения, будем иметь

$$I_F \sim \bar{G}^2 T^5, \quad (3.24)$$

где  $\bar{G} \approx \bar{\alpha}/M_X^2$  для обмена X (Y)-мезонами и  $\bar{G} \approx \bar{\alpha}/m_H^2 (m_t/m_W)^2$  для обмена хиггсовскими скалярными мезонами. Из (3.22) и (3.24) следует, что при  $T < 10^{15}$  ГэВ взаимодействия с нарушением барионного заряда, индуцированные обменом X, Y-мезонами, выйдут из равновесия, тогда как аналогичные взаимодействия, вызванные обменом хиггсовскими скалярами, будут в равновесии до температуры

$$T_c^3 = m_H^4 \left( \frac{m_W}{m_t} \right)^4 \bar{\alpha}^{-2} \quad (\text{в единицах массы Планка}),$$

т. е. (выбирая  $m_H \approx \frac{1}{20} M_X \approx 10^{14}$  ГэВ,  $m_t/m_W \approx 10^{-1}$ ) до температур порядка  $10^{10}$  ГэВ.

Приближенные оценки величины отношения  $N_B/N_\gamma$ , основанные на рассмотренных выше идеях, даны в работах <sup>67, 71, 72</sup>.

Однако при оценке температуры (времени), при которой начинает создаваться барионный избыток, необходимо, как отмечено А. Д. Долговым <sup>73</sup>, учитывать одно важное обстоятельство, приводящее к тому, что генерация барионного заряда должна начаться сравнительно поздно, когда плотность первичной плазмы уже слишком мала, что существенно понижает отношение  $N_B/N_\gamma$  по сравнению с оценками <sup>67, 71</sup>.

Как показал Долгов <sup>73</sup>, генерация барионного заряда за счет нарушающей его сохранение реакции начинается не в тот момент, когда эта реакция выходит из равновесия, но существенно позже, когда из равновесия выходят все процессы, в которых принимает участие хотя бы один тип из участвующих в реакции частиц. Например, в одной из характерных реакций, обуславливающих несохранение барионного заряда,  $q + q \rightarrow \bar{q} + \bar{l}$ , генерация барионного заряда начинается тогда, когда температура кварков станет отличной от температуры лептонов. Однако к этому моменту остаточная (закаленная) концентрация  $n$  лептонов <sup>74</sup> и (или) кварков <sup>75</sup> во Вселенной уже слишком мала, чтобы обеспечить наблюдаемое отношение  $N_B/N_\gamma$ .

Долгов дает следующую оценку для этого отношения:

$$r_H \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{\text{min}}},$$

где  $\Delta\sigma - C(CP)$  — нечетная часть сечения реакции с несохранением  $B$ ,  $\sigma_{\text{min}}$  — наименьшее из полных сечений взаимодействия частиц, участвующих в этой реакции,  $r_H$  — концентрация тяжелых частиц (т. е. таких, что  $m_H > kT$ ), участвующих в данном процессе. Все величины берутся в момент времени, определяемый условием выхода из равновесия процессов с сечением  $\sigma_{\text{min}}$  ( $\sigma_{\text{min}} vnt \approx 1$ ). Для рассматриваемой реакции  $q +$

$+ q \rightarrow \bar{l} + \bar{q}$   $\sigma_{\text{min}}$  — обычное слабое сечение, так что барионный заряд начнет генерироваться поздно, при  $T \lesssim m_l/2 \lesssim 1$  ГэВ <sup>74</sup>, а не при  $T \lesssim 10^{15}$  ГэВ. Похожая ситуация имеет место для многих схем объединения.

Генерация барионного заряда, как видно из этих рассуждений, может начаться достаточно рано, чтобы обеспечить не очень малую концентрацию частиц, участвующих в реакции с несохранением числа барионов, если существуют такого рода процессы с участием в них хотя бы одной «стерильной» частицы, т. е. не имеющей ни сильных, ни обычных электрослабых взаимодействий, так что все процессы с ее участием рано выходят из равновесия. (Не может ли быть такой частицей правое нейтрино с  $\sigma_R \lesssim 10^{-9} \sigma_L$ , о котором говорилось в п.ж) гл. 3 и которое уже «пригодилось» для ограничения числа нейтрино?)

Так или иначе мы видим, как тесно переплелись здесь идеи теории элементарных частиц с космологией.

В этом свете стоит также отметить, что не всякое  $CP$ -нарушение, необходимое, как мы видели, для генерации избытка барионов  $\langle \Delta B \rangle$ , достаточно для обеспечения ненулевого  $\langle \Delta B \rangle$ .

В частности, спонтанное нарушение  $CP$ , которое снимается при высоких температурах, не сможет, вообще говоря, скомбинировать с несохранением барионного числа достаточно «рано», чтобы обеспечить заметное  $\langle \Delta B \rangle$ .

Скорее всего, это должно быть «жестко» введенное нарушение типа Кобаяши — Маскава <sup>16</sup>, остающееся в лагранжиане, описывающем масштаб масс, связанный с единой симметрией. Это, конечно, не исключает, что наблюдаемое  $CP$ -нарушение в  $K^0$ -распадах носит характер спонтанного нарушения симметрии.

В заключение подчеркнем в свете развития единых теорий, что данные по отношению  $N_B/N_\nu$  поставляют, наряду с данными по реликтовому излучению и содержанию гелия космологического происхождения, ценнейшую информацию о ранней истории эволюции Вселенной. Примечательно, что на базе схем великого объединения это отношение выражается через наблюдаемые параметры физики элементарных частиц.

#### 4. О НЕКОТОРЫХ ДРУГИХ СХЕМАХ «ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ»

Рассмотрим кратко другие схемы «великого объединения» \*). Ближе всего к  $SU(5)$ -симметрии стоит схема  $SO(10)$ -симметрии <sup>30</sup> (см. также <sup>77</sup>), соответствующая рангу пять. В ее основе лежит семейство 16 частиц (II) из п. а) гл. 1, включающее правое нейтрино  $\nu_R$ ; нейтрино могут быть массивными. Имеются несколько цепочек нарушения этой группы:

а)  $SO(10) \supset SU(5) \supset SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ , показывающая естественную связь  $SO(10)$ -схемы с  $SU(5)$ . Семейство (II) размещено в неприводимое 16-pletное представление  $SO(10)$ :  $16 \supset 10 + \bar{5} + 1$ .

б)  $SO(10) \supset SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_{\bar{R}} \otimes \bar{U}(1) (\bar{S}U(2)_{\bar{L}} \otimes SU(2)_R \otimes SU(3)_c$  — содержание мультиплет  $16 \supset (2, 1, \bar{3}) + (2, 1, 1) + (1, 2, \bar{3}) + (1, \bar{2}, 1)$ , содержащее электрослабую группу  $SU(2)_{\bar{L}} \otimes SU(2)_{\bar{R}} \otimes \bar{U}(1)$ , которая, как мы уже говорили, была до установления несохранения четности в нейтральных токах серьезной альтернативной модели Вайнберга — Салама. В обычной «симметричной» форме она противоречит эксперименту, однако если считать, что векторные мезоны  $W_R^\pm$ , соответствующие группе  $SU(2)_R$ , очень тяжелы по срав-

\*) Полная классификация теорий, включающих цветовые синглеты и триплеты фермионов в рамках унифицирующих простых калибровочных групп, дана в <sup>76</sup>.

нению с левыми  $W_L^\pm$ , то противоречие при современных энергиях можно обойти.

Несохранение четности есть результат спонтанного нарушения, четность в слабых процессах асимптотически сохраняется.

в) Есть цепочка нарушения симметрии

$$SO(10) \supset SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes SU(4)_c,$$

соответственно  $16 \supset (\underline{2}, \underline{1}, \underline{4}) + (\underline{1}, \underline{2}, \overline{\underline{4}})$ ; здесь  $SU(4)_c$  — цветовая группа, включающая лептонное число в качестве четвертого цвета. Она была рассмотрена сравнительно давно Пати и Саламом<sup>29</sup>. В  $SO(10)$ -симметрии, как и в  $SU(5)$ -схеме, значение  $\sin^2 \theta_W$  в ненарушенной симметрии равно  $3/8$ .

Его перенормировка к нашим энергиям, аналогичная перенормировке в  $SU(5)$ -схеме (ср. (3.7)), несколько меньшая, чем в  $SU(5)$ <sup>27</sup>:

$$\sin^2 \theta_W(\mu) = \frac{1}{4} + \frac{\alpha}{3\alpha_s(\mu)} \approx 0,26 - 0,27^* \quad (\alpha_s = 0,2; 0,1).$$

Для  $M$  получается<sup>27</sup>

$$\ln \frac{M}{\mu} = \frac{3\pi}{22\alpha} \left[ 1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha}{\alpha_s(\mu)} \right].$$

Здесь хиггсовский сектор более сложен, чем в  $SU(5)$ . Нарушение  $SO(10)$  до  $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$  можно обеспечить за счет определенной комбинации представлений  $SO(10)$   $\underline{45}$  и  $\underline{16}$ <sup>77</sup> в качестве мультиплетов хиггсовских бозонов. Мультиплеты Хиггса, дающие массы фермионам  $\underline{16}$ -плета  $SO(10)$ , находятся в комплексных представлениях  $\underline{10}$  и  $\overline{\underline{126}}$ <sup>77</sup>.

Как было отмечено в п. а) гл. 3, введение нескольких мультиплетов Хиггса приводит, вообще говоря, к нейтральным токам с изменением аромата. В рассматриваемой схеме оказывается, что их вклад мал, но наблюдаем, особенно в мюонном секторе<sup>77</sup>.

При этом, в отличие от  $SU(5)$ , имеется в принципе связь между массами  $q_A$ -кварков и  $l_A$ -лептонов (из-за неприводимости фермионного представления), однако эта связь неудовлетворительна, давая, например,  $m_{\nu_\tau} \approx m_t$ . Соотношение между массами  $q_c$ -кварков и  $l_c$ -лептонов здесь можно сделать таким же, как и в точной  $SU(5)$ .

Исключительные группы также использовались для объединения лептонов и кварков.

Группа  $E_7$ <sup>31</sup> содержит максимальную подгруппу  $SU(6) \otimes SU(3)_c$ . Лептоны и кварки помещаются в один базисный мультиплет  $\underline{56}$ , являющийся левым двухкомпонентным спинором по лоренц-группе. Здесь нет семейств I (II), фермионы всех ароматов помещены в один мультиплет.  $SU(6)$  является группой ароматов.  $SU(6) \otimes SU(3)_c$ -содержание этого мультиплета следующее:

$$\underline{56} = (6, \underline{3}) + (\overline{6}, \overline{3}) + (20, 1)$$

— секстет (шесть ароматов) цветных кварков, секстет цветовых антикварков, двадцать двухкомпонентных лептонов и антилептонов (синглетов по цвету).

Электрический заряд является генератором  $SU(6)$  (сумма зарядов кварков равна нулю).  $SU(6)$  включает подгруппу  $SU(3)$  и, таким образом, заряды секстета кварков  $2/3, -1/3, -1/3; 2/3, -1/3, -1/3$ , т. е. шес-

\*) Это значение для  $\sin^2 \theta_W$  одно время давало основание для предпочтения  $SO(10)$ -схемы  $SU(5)$ , где  $\sin^2 \theta_W = 0,19 - 0,20$ .

тым кварком является не  $t$ -кварк, а кварк с  $Q = -1/3$  ( $b'$ - или  $h$ -кварк). Лептоны и антилептоны помещены, как мы уже говорили, в 20-плет  $SU(6)$ .

Имеются четыре отрицательно заряженных лептона ( $e^-, \mu^-, \tau^-, \tau'^{(-)}$ ) и четыре соответствующие им антилептона и двенадцать нейтральных лептонов (и антилептонов)  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \nu_1, \nu_2, \nu_3$ . Они составляют четыре дублета, два триплета и шесть синглетов  $SU(2)$ . Отрицательно заряженные лептоны размещены по одному в двух дублетах и двух триплетах; аналогично для положительно заряженных лептонов. Лептонное число, как и барионное, здесь не сохраняется.

Векторное представление  $E_7$  содержит 133 калибровочных векторных бозона со следующим  $SU(6) \otimes SU(3)_c$ -содержанием

$$\underline{133} = (\underline{1}, \underline{8}) + (\underline{35}, \underline{1}) (W^\pm, Z, \gamma) + (\underline{15}, \underline{3}) + (\overline{\underline{15}}, \underline{3})$$

октет	и еще 31	90 цветных час-
цветных	неизвестная	тиц, неизвестно
глюонов	векторная	для чего нужных
	частица	

Угол Вайнберга здесь определяется на уровне  $SU(6)$ -симметрии:  $\sin^2 \theta_W = 3/4$ , а так как нет оснований считать, что соответствующие калибровочные бозоны тяжелее, чем  $M_{X, Y}$   $SU(5)$ -схемы, то в соответствии с тем, что было сказано выше о перенормировке  $\theta_W$ , она должна быть небольшой, так что невозможно обеспечить согласие с опытом для  $\sin^2 \theta_W$ , в отличие от  $SU(5)$  (и даже  $SO(10)$ )-схем. Здесь по этой же причине трудно обеспечить «правильную» перенормировку констант  $\alpha_3$  и  $\alpha_2$  от их симметричных значений при  $q^2 \approx \mu^2$  (см. п. д) гл. 3).

В отличие от  $SU(5)$  (и даже  $SO(10)$ ) здесь сектор Хиггса довольно сложен — для получения разумного нарушения необходимо ввести в рассмотрение по крайней мере мультиплеты 133, 912 и 1463 хиггсовских скаляров. Достоинством схемы следует считать, что она делает вполне четкие утверждения, в отличие от  $SU(5)$  ( $SO(10)$ ), о полном числе кварков и лептонов, предсказывает неравное число кварков с  $Q = 2/3$  и  $Q = -1/3$ , что может быть проверено экспериментально.

Вместе с тем надо иметь в виду, что любая модель, которая как  $E_7$ , включает фермионы из различных семейств в один мультиплет единой группы, должна, вообще говоря, приводить к нарушению естественного сохранения ароматов нейтральными токами. Отсутствие на опыте нейтральных токов с  $|\Delta S| = 1$ ,  $|\Delta C| = 1$  в таких схемах объясняется за счет предположения об очень больших массах соответствующих нейтральных векторных бозонов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги. Мы подробно описали  $SU(5)$ -схему как возможную основу для объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий не потому, что она представляется нам «правильной», как естественно содержащая в себе «правильную» электрослабую группу  $SU(2)_L \otimes U(1)$ , а по той причине, что она является наиболее простой и естественной среди схожих схем, не привлекающих гравитацию.

В этом, в частности, можно усматривать и недостаток схемы (наряду с рядом других ее явных недостатков: выпадение из поля зрения  $q_A$ -кварков, невозможность предсказания углов типа Кабиббо, плохие предсказания для масс легких кварков и др.).

Может быть, в этой связи о чем-то говорит тот факт, что в  $SU(5)$  ( $SO(10)$ )-схеме масса  $M$ , при которой объединяются взаимодей-

ствия, порядка  $\bar{\alpha}^2 M_{\text{пл}} \approx \bar{\alpha}^2 G_{\text{гр}}^{-1/2}$ . Можно думать, что гравитационное притяжение и определяет спонтанное нарушение SU (5) (SO (10))-симметрии на первом этапе, доводя ее до SU(3)<sub>c</sub> ⊗ SU (2) ⊗ U (1)-симметрии.

Так или иначе, по-видимому, это служит указанием, что гравитацию на этом пути игнорировать не следует. Вполне возможно, что только с введением гравитации (супергравитация, сеперполе, объединяющее гравитоны, гравитино, векторные бозоны, фермионы и хиггсовские скаляры) в единую схему многое встанет на свое место.

Что касается одного из основных недостатков схемы SU (5) (SO (10)) — отсутствия объяснения в ней числа ароматов *f*, то мы уже отмечали в п. г) гл. 3, что до конца еще не использованы симметричные свойства, связывающие «по горизонтали» семейства фермионов (I) (II). Можно ввести, например, так называемую «горизонтальную» группу, по которой преобразуются семейства кварков и лептонов.

Какая симметрия соответствует этой группе?

Должна ли быть она дискретной<sup>34</sup>, глобальной или локально калибровочной<sup>35-37</sup>?

В принципе можно ввести еще неоткрытое четвертое семейство кварков — лептонов типа I (II) и преобразовывать четыре семейства между собой по новой калибровочной группе SU (2)<sub>H</sub> («горизонтальная» группа) так, чтобы отсутствовали переходы между соседними семействами кварков (лептонов)  $s \leftrightarrow d$ ,  $c \leftrightarrow u$ ,  $t \leftrightarrow Q_A$ ,  $b \leftrightarrow Q_c$ , разрешив переходы «через один»  $u \leftrightarrow t$ ,  $d \leftrightarrow b$ ,  $c \leftrightarrow Q_A$ ,  $s \leftrightarrow Q_c$  (где  $Q_A$ ,  $Q_c$  — кварки четвертого семейства с зарядом 2/3 и -1/3 соответственно)<sup>36</sup>.

Можно переходы между семействами «организовать» не на дублетном, а на триплетном уровне SU (2), ограничившись тремя известными семействами кварков (лептонов)<sup>35</sup>.

Конечно, это приведет к новым взаимодействиям и к новым, более тяжелым векторным бозонам уже на уровне SU (2)<sub>L</sub> ⊗ U (1) ⊗ SU (2)<sub>H</sub>, а для объединения с хромодинамикой потребуются по крайней мере группа шестого ранга (E<sub>6</sub>?).

Однако возможно, что в самом деле введение семейств (I) (II) преждевременно, пока мы не поняли группу ароматов (или электрослабую группу).

Вполне резонно думать, что SU (2)<sub>L</sub> ⊗ U (1) лишь является подгруппой большей группы ароматов  $G' \supset SU (2)_L \otimes U (1)$ , которая имеет новые калибровочные бозоны с массой, большей чем  $m_W$ . Следует иметь в виду, что несохранение четности в SU (2)<sub>L</sub> ⊗ U (1) введено априори, тогда как более естественно было бы иметь спонтанное нарушение ее за счет нарушения группы  $G' \rightarrow SU (2)_L \otimes U (1)$ . Малость CP-инвариантности, которая вводится в SU (2)<sub>L</sub> ⊗ U (1) чисто феноменологически, тогда можно было бы понять за счет очень больших масс этих новых калибровочных бозонов.

В рамках этой большей группы  $G'$  можно было бы вычислить теоретически массы и углы Кабиббо, например, как результат радиационных поправок.

Как примеры приведем несколько мыслимых возможностей:

$$G' = SU (2)_L \otimes SU (2)_R \otimes U (1) \xrightarrow{M_R \gg 100 \text{ ГэВ}} SU (2)_L \otimes U (1) \xrightarrow{M_W, Z} U (1),$$

$$G' = SU (3) \otimes U (1) \xrightarrow{M \gg 100 \text{ ГэВ}} SU (2)_L \otimes U (1) \xrightarrow{M_W, Z} U (1).$$

Отметим, что первая возможность соответствовала бы при унификации  $G^f$  с SU (3)<sub>c</sub> синтезу на базе группы SO (10). Не надо упускать из виду также возможность, что группа G<sup>s</sup> сильных взаимодействий может быть

более широкой, чем  $SU(3)_c$  КХД, так что объединение  $G^f$  и  $G^s$  могло бы осуществиться в рамках некоторой группы  $G$ , следствия которой были бы приложимы непосредственно к современным энергиям.

Наконец, следует подчеркнуть, что рассмотренные в данном обзоре схемы объединения основаны на очень сильном предположении, что в интервале от  $10^2$  до  $10^{15}$  ГэВ никакой «новой физики», отличной от той, с которой мы имели дело до энергий ниже  $10^2$  ГэВ, нет. Не исключено, что на этом большом пути возникнут новые явления, связанные с новым масштабом масс в этом интервале энергий, могущие резко изменить всю логику объединения и его физические следствия.

Уроки, которые мы извлекли из схемы  $SU(5)$ , могут быть небесполезными в поисках путей объединения в единую правильную схему всех взаимодействий элементарных частиц.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить признательность М. Б. Волошину и Л. Б. Окуню за многочисленные ценные советы, обсуждения и полезную критику в процессе написания данной статьи.

Ереванский физический институт

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264. Salam A.— In: Proc. of 8th Nobel Symposium.— Stockholm: 1968.
- Барков Л. М., Золотарев М. С.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 379.
- Prescott C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 347.
- Weinberg S. Rapporteur Talk at Tokyo Conference, 1978.
- Ross D. A., Veltman M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 95, p. 135.
- Sehgal L. M., Aachen Preprint PITNA-102.— 1978. Abbott L. F., Barnett R. M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1303. Winter K.— In: Proc. of Intern. Lepton-Photon Symposium. Batavia, 1979. См. также: Ермолов П. Ф., Мухин А. И.— УФН, 1978, т. 124, с. 385. Шехтер В. М.— УФН, 1976, т. 119, с. 593.
- Hung P. O., Sakurai J. J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 143, p. 81. Fritzsche H. Invited Talk at the Tokyo Conference: CERN Preprint TH-2579-CERN. Nagari H. Summary Talk at the Kyoto Summer Institute, 1978: SLAC-PUB-2221.
- Susskind J. L. SLAC-PUB-2142—1978.
- Glashow S. I., Iliopoulos J., Maiani L.— Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 2, p. 1285. См. обзор: Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б.— УФН, 1975, т. 117, с. 227.
- Adler S. L.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2426. Bell J. S., Jackiw R.— Nuovo Cimento, 1969, v. 51, p. 47.
- Flugge J. C. DESY Preprint 78/42.— 1978. Vacino et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 749. Азимов Я. П., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А.— УФН, 1978, т. 124, с. 459.
- Herb S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 252. Innes W. R. et al.— Ibid., p. 1240. Berger Ch. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 243. Darden C. W. et al.— Ibid., p. 247.
- Третьяков Е. Ф. и др. Препринт ИТЭФ, № 15.— Москва: 1976. Particle Data Group.— Rev. Modern Phys., 1976, v. 48, p. 51.
- Герштейн С. С., Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 174. Cowsik R., McClelland J.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 669. Szalou A. S., Marx G., Astron. and Astrophys., 1976, v. 49, p. 437. Высоккий М. И., Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 200.
- Feldman G. I. SLAC-PUB-2138.— 1978.
- Kobayashi M., Maskawa K.— Progr. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.

17. Weiberg S.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 657.  
Lee T. D.—Phys. Rept., 1973, v. 9, p. 143.
18. Mohapatra R. N.—Phys. Rev. Ser. D, 1972, v. 6, p. 2023.  
Fritzsch H., Minkowski P.—Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 68, p. 421.
19. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.—Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 109, p. 213.
20. Goldhaber G. SLAC-LBL Collaboration.—См.: Harari H.—Phys. Rept., 1978, v. 42C, No. 4.
21. Baltay C. Report to the Recontre de Moriond Flaine, March 1977; In: Proc. of Tokyo Conference.—1978.
22. Glasgow S. L., Weinberg S.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 1958.
23. Paschos E. A.—Ibid., p. 1966.
24. Georgi H., Nanopoulos D. V. HUTP-78/A055.
25. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 657.  
Анселъм А. А., Дьяконов Д. П.—ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1614.
26. Bjorken J. E., Weinberg S.—Ibid., 1977, v. 38, p. 622.
27. Chanowitz M. S., Ellis J., Gaillard M. K.—Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 128, p. 506.
28. Georgi H., Glasgow S. L.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.
29. Pati J. C., Salam A.—Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 1240; 1974, v. 10, p. 275.
30. Fritzsch H., Minkowski P.—Ann. of Phys., 1975, v. 93, p. 193.
31. Gursey F., Sikive P.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 36, p. 775.  
Ramond P.—Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 110, p. 214.
32. Ландау Л. Д.—В кн.: Niels Bohr and the Development of Physics.—London, Pergamon Press, 1955.—Перевод в кн. Нильс Бор и развитие физики.—М.: ИЛ, 1958.
33. См., например, Deser S., Zumino B.—Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 335.  
Огиевецкий В. И., Мезлинческу Л.—УФН, 1975, т. 117, с. 637.
34. Wilczek F., Zee A.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 418.  
Weinberg S.—Trans. N.Y. Acad. Sci. Ser. II, 1977, v. 38, p. 185.  
De Rujula A., Georgi H., Glasgow S.—Ann. of Phys., 1977, v. 109, p. 258.  
Pakvasa S., Sugawara H.—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 61.  
Fritzsch H.—Ibid., 1977, v. 70, p. 436; 1978, v. 73, p. 317.  
Gatto R., Morchio G., Strocchi F.—Ibid., 1979, v. 80, p. 265.
35. Wilczek F., Zee A.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 421.
36. Ong C. L. Univ. of Toronto Preprint.—1978.
37. Gatto R. et al.—Последняя ссылка в<sup>34</sup>.
38. Georgi H., Quinn H. R., Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 451.
39. Appelquist T., Carrazzone T.—Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 2856.
40. Gross D. J., Wilczek F.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1343.  
Politzer H. D.—Ibid., p. 1346.
41. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.—ДАН СССР, 1955, т. 102, с. 489.  
Фрадкин Е. С.—ЖЭТФ, 1955, т. 28, с. 750.
42. Берестецкий В. Б.—УФН, 1976, т. 120, с. 439.
43. Ross D. A. CERN Preprint Th. 2469-CERN.—1978.
44. Buras A. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 135, p. 66.
45. Nanopoulos D. V., Ross D. A. CERN Preprint Th. 2536.—1978.
46. Weinberg S.—Вторая ссылка в<sup>34</sup>.
47. Jarlskog C., Yndurain F. J.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 149, p. 29.
48. Reines F., Crouch M. F.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 493.
49. Proc. of Seminar on Proton Stability. Univ. of Wisconsin, Madison, Wisconsin, December 8, 1978.
50. Vaughn M. T. DESY Preprint 78/78.
51. Fradkin E. S., Kalashnikov O. K.—Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 159.
52. Parisi G.—Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p. 909.  
Maiani L., Parisi G., Petronzio R.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 136, p. 115.  
Zee A. COO-2220-131.—1978.
53. Matinyan S. G., Savvidy G. K.—Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 134, p. 539.  
Savvidy G. K.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 71, p. 133.
54. Nielsen N. K., Olesen P.—Ibid., 1978, v. 79, p. 304.
55. Шварцман В. Ф.—Письма ЖЭТФ, 1962, т. 9, с. 315.  
Steigman G., Schramm S. N., Gunn T. E.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 202.
56. Beg M., Marciano B., Ruderman M.—См. ссылку<sup>4</sup>.

57. Weinberg S. *Gravitation and Cosmology* — New York: J. Wiley, 1972.—  
Перевод в кн.: В а й н б е р г С. Гравитация и космология.— М.: Мир, 1975.—  
Гл. 15.
58. Gildener E.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1976, v. 14, p. 1667.
59. Kalashnikov O. K., Klimov V. V.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1978, v. 80, p. 75.
60. Mohapatra R. N., Sejanovic G. CCNY-HEP-78/6 (revised).
61. Bars I., Serdaroglu M. Yale Report COO-3075-188.— 1978 (revised).
62. Weinberg S. Harvard Preprint HUTP-78/A060.
63. Зельдович Я. Б.— УФН, 1966, т. 89, с. 647.  
Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. *Строение и эволюция Вселенной.*—  
М.: Наука, 1975.
64. Steigman G.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 14, p. 339.
65. Hawking S.— *Comm. Math. Phys.*, 1975, v. 43, p. 199.  
Зельдович Я. Б.— *Письма ЖЭТФ*, 1975, т. 24, с. 29.  
Wald R. M.— *Comm. Math. Phys.*, 1975, v. 45, p. 9.
66. Belavin A. A., Polyakov A. M., Schwartz A. S., Ту р -  
кин Ю. С.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1975, v. 59, p. 85.  
’t Hooft G.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 37, p. 8; *Phys. Rev. Ser. D*, 1976, v. 14,  
p. 3432.
67. Susskind L., Dimopoulos S.— *Ibid.*, 1979, v. 18, p. 4500.
68. Сахаров А. Д.— *Письма ЖЭТФ*, 1967, т. 5, с. 32.
69. Okun L. B., Zeldovich Ya. B.— *Comm. Nucl. and Part Phys.*, 1976, v. 6,  
p. 69.
70. Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. Y., Kuzmin V. A., Т а в к х е -  
лидзе А. Н.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1978, v. 76, p. 436.
71. Yoshimura N.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 41, p. 281.
72. Сахаров А. Д.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 76, с. 1172.
73. Долгов А. Д.— *Письма ЖЭТФ*, 1979, т. 29, с. 254.
74. Высоцкий М. И., Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— *Письма ЖЭТФ*,  
1977, т. 26, с. 200.  
Hut P.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1977, v. 69, p. 85.  
Lee B. W., Weinberg S.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 165.
75. Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Пикельнер С. Б.— УФН, 1965,  
т. 87, с. 113.
76. Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R.— *Rev. Mod. Phys.*, 1978,  
v. 50, p. 721.
77. Georgi H., Nanopoulos D. V. Harvard Preprint HUTP-79/A001.