

539.12.01(048)

З. Г. Бережнани, Дж. Л. Чкареули. Горизонтальная симметрия: массы и углы смешивания кварков и лептонов разных поколений; масса нейтрино и нейтринная осцилляция. 1. В настоящее время открыто три поколения кварков и лептонов

$$(u, d, \nu_e, e), (c, s, \nu_\mu, \mu), (t, b, \nu_\tau, \tau) \quad (1)$$

(хотя t -кварк еще не открыт, его существование не вызывает сомнений), имеющих одинаковые сильные и электрослабые взаимодействия со стандартной, подтвержденной на опыте, симметрией $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$ ¹.

Идентичность этих поколений дает серьезные основания думать, что, возможно, существует некоторая дополнительная симметрия, преобразующая их друг в друга, так называемая горизонтальная симметрия. Похоже, что со спонтанным нарушением этой симметрии можно связать целый круг явлений, по существу остающихся необъясненными в рамках стандартной схемы, таких как расщепление масс между поколениями кварков и лептонов, смешивание кварков, CP-нарушение и т. д. Если предполагать (по аналогии со стандартной $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$), что горизонтальная симметрия является локальной, то это означает существование нового «горизонтального» взаимодействия, меняющего кварк-лептонные ароматы. Из экспериментального ограничения на скорости процессов, вызываемых этим взаимодействием ($K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, $K_L \rightarrow \bar{\mu}e$ и т. д.), следует, что характерные для него расстояния должны быть очень малы: $R \lesssim 10^{-6}$ ГэВ⁻¹.

2. Для трех поколений кварков и лептонов (1) в качестве горизонтальной группы симметрии естественно принять группу $SU(3)_H$ (22). Сильное расщепление между массами разных поколений (например, для нижних кварков $m_d : m_s : m_b \approx 1 : 20 : 600$) свидетельствует в пользу кирального наполнения этой группы, когда «правые» (R) компоненты кварков и лептонов преобразуются как триплеты, а их «левые» (L) компоненты — как антитриплеты $SU(3)_H$:

$$q_L^\alpha = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^\alpha, \quad l_L^\alpha = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^\alpha, \quad u_{R\alpha}, \quad d_{R\alpha}, \quad e_{R\alpha}; \quad \alpha = 1, 2, 3 (SU(3)_H) \quad (2)$$

(либо наоборот). В случае векторного наполнения, когда «левые» и «правые» кварки (и лептоны) оба — триплеты, наблюдаемое на опыте сильное расщепление масс, вообще говоря, невозможно.

Спонтанное нарушение горизонтальной симметрии $SU(3)_H$ достигается простым набором скаляров — двух триплетов ξ^α, η^α и секстета $\chi_{\{\alpha\beta\}}$ $SU(3)_H$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) — развивающих вакуумные средние (BC) следующего вида (3, 4):

$$\begin{aligned} \langle \xi^\alpha \rangle &= (0, 0, p)^\alpha, \\ \langle \eta^\alpha \rangle &= (q, 0, 0)^\alpha, \\ \langle \chi_{\{\alpha\beta\}} \rangle &= \text{diag}(r_1, r_2, r_3)_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad \hat{V}_H = \begin{pmatrix} r_1 & p & 0 \\ -p & r_2 & q \\ 0 & -q & r_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где \hat{V}_H — полная матрица ВС горизонтальной симметрии с иерархией матричных элементов $r_3 \gg q \gg r_2 \gg p \gg r_1$ (в среднем на порядок отличающихся друг от друга).

3. Возникновение кварк-лептонного массового спектра зависит от вида юкавских связей в теории. Рассматриваемая модель в простейшем варианте содержит только стандартный хиггсовский дублет $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$ и горизонтальные скаляры (3). В этом случае $SU(3)_H$ симметрия допускает лишь неперенормируемые четырехлинейные (по полям) связи (5). Например, для нижних кварков эти связи имеют вид:

$$\frac{1}{M_P} (\bar{q}_L)_\alpha d_{R\beta} \varphi (f_1 \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \bar{\xi}_\gamma + f_2 \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \eta_\gamma + f_3 \bar{\chi}^{(\alpha\beta)}), \quad (4)$$

где M_P — масса Планка, выступающая как естественный регулятор. Такие связи, по общему мнению, должна индуцировать гравитация на сверхмалых расстояниях. Они естественно возникают в схемах с супергравитацией.

После того как горизонтальные скаляры разовьют свои ВС и конденсируется скаляр φ ($\langle \varphi^0 \rangle = v$), возникнут массовые матрицы кварков и лептонов \hat{m}^u , \hat{m}^d и \hat{m}^e , практически повторяющие структуру матрицы горизонтальных ВС (3), $\hat{m} \sim (v/M_P) \hat{V}_H$. Для того чтобы иметь правильные по порядку величины масс кварков и лептонов, следует, очевидно, принять для наибольшего из ВС, нарушающих $SU(3)_H$, значение $r_3 = O(10^{-1}) M_P$.

Полученные массовые матрицы \hat{m}^u , \hat{m}^d , \hat{m}^e в принципе правильно отражают закономерности роста кварк-лептонных масс от поколения к поколению и дают (по порядку) наблюдаемые на опыте малые углы смешивания кварков. Однако число независимых параметров в этих матрицах все еще велико для того, чтобы получить точные значения масс и углов смешивания.

4. Дополнительные ограничения на полученные массовые матрицы возникают в моделях великого объединения и, в частности, в наиболее популярной среди них $SU(5)$ модели⁶. Если принять, что кварки и лептоны каждого из поколений (1) заполняют приводимый мультиплет $\bar{5} + 10$ группы $SU(5)$, то все три поколения (1) должны образовать мультиплет $(\bar{5} + 10, \bar{3})$ группы $SU(5) \otimes SU(3)_H$ в соответствии с киральным характером $SU(3)_H$.

Обсудим теперь скалярный состав теории. Введение в юкавские связи типа (4) единственного хиггсовского 5-плета (как в стандартной модели) делает массовые матрицы нижних кварков и лептонов \hat{m}^d и \hat{m}^e тривиально пропорциональными друг другу, что не согласуется с опытом. С другой стороны, в общем случае, когда наряду с 5-плетом вводится также и скалярный 45-плет, матрицы \hat{m}^d и \hat{m}^e полностью независимы, как и в случае обсуждавшейся выше стандартной $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)$ -схемы.

Эмпирически приемлемые массовые матрицы \hat{m}^d и \hat{m}^e возникают, если в юкавских связях типа (4) скалярный 5-плет «действует» совместно с горизонтальными скалярами ξ и χ , а 45-плет — только совместно со скаляром η . Этого можно добиться введением наряду с $SU(3)_H$ дополнительной локальной симметрии $U(1)_H$ (5), отвечающей горизонтальному гиперзаряду Y_H . Замечательно, что значения Y_H для всех полей фермионов и скаляров, которые фиксируют нужную структуру \hat{m}^d и \hat{m}^e , автоматически приводят к диагональной форме матрицы верхних кварков \hat{m}^u ^{3, 4}:

$$\hat{m}^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad \hat{m}^d = \rho \begin{pmatrix} m_u & a & 0 \\ -a & m_c & b \\ 0 & -b & m_t \end{pmatrix},$$

$$\hat{m}^e = \rho \begin{pmatrix} m_u & a & 0 \\ -a & m_c & -3b \\ 0 & 3b & m_t \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где помимо масс верхних кварков u , c , t матрицы включают комплексные параметры a и b и безразмерный параметр ρ . Диагонализация этих матриц приводит ⁴ к массовым соотношениям

$$m_d m_s \approx m_e m_\mu, \quad m_b \approx (m_\tau - m_\mu) \pm m_s, \quad m_t \approx 8m_c \left(9 \frac{m_s}{m_b} \pm \frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^{-1} \quad (6)$$

и углам Кобаяши — Маскавы смешивания кварков ($s_i = \sin \theta_i$, $i = 1, 2, 3$):

$$s_1 \approx \sqrt{\frac{m_d}{m_s}}, \quad s_2 \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m_\mu}{m_\tau} \pm \frac{m_s}{m_b}}, \quad s_3 \approx \frac{m_s}{m_b} s_2, \quad (7)$$

где малые неопределенности в значениях масс и углов отвечают произволу в CP-нарушающей фазе (не вычисляемой в модели), связанной с фазами недиагональных масс a и b в матрицах \hat{m}^d и \hat{m}^e . Значения физических масс кварков d , s , b , t при переходе от SU(5)-предела к лабораторным энергиям

$$m_d^0 \approx 7 \text{ МэВ}, \quad m_s^0 \approx 130 \text{ МэВ}, \quad m_b^0 \approx 4,8 \text{ МэВ}, \quad m_t^0 \approx (35 - 70) \text{ ГэВ} \quad (8)$$

так же, как и значения углов

$$s_1 \approx 0,22, \quad s_2 \approx 0,08 - 0,11, \quad s_3 \approx (2 - 3) \cdot 10^{-3}, \quad (9)$$

находятся в хорошем согласии с опытом.

5. Киральный характер горизонтальной симметрии SU(3)_H требует введения дополнительных фермионов, компенсирующих треугольные аномалии (по SU(3)_H) кварков и лептонов (2). Простейший выбор состоит во введении пятнадцати горизонтальных триплетов $N_\alpha^{(n)}$ ($\alpha = 1, 2, 3$, $n = 1, \dots, 15$) ⁴. Эти поля получают большие майорановские массы в результате спонтанного нарушения SU(3)_H, которые внутри каждого из триплетов $N^{(n)}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) следуют «горизонтальной» иерархии:

$$m_{N_1} : m_{N_2} : m_{N_3} = r_1 : r_2 : r_3 = m_u : m_c : m_t. \quad (10)$$

С другой стороны, эти поля смешиваются (для каждого поколения независимо) с полями нейтрино ν_L^α ($\alpha = 1, 2, 3$) и тем самым генерируют их малые майорановские массы ($m_{\nu_\alpha} \sim v^2/r_\alpha$), удовлетворяющие уже не прямой, а обращенной «горизонтальной» иерархии (7):

$$m_{\nu_1} : m_{\nu_2} : m_{\nu_3} = m_u^{-1} : m_c^{-1} : m_t^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, самым тяжелым оказывается нейтрино первого поколения (электронное нейтрино) с массой порядка $O(1 \text{ эВ})$, представляющей экспериментальный интерес ⁸. В стандартной SU(5) модели она всего лишь порядка $O(10^{-5} \text{ эВ})$ ⁶.

Появление масс у нейтрино должно приводить к эффекту осцилляции нейтрино (9). Для лептонных углов смешивания, получаемых в модели ($s'_i = \sin \theta'_i$, $i = 1, 2, 3$) (7):

$$s'_1 \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_\mu}}, \quad s'_2 \approx \frac{3}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m_\mu}{m_\tau} \pm \frac{m_s}{m_b}}, \quad s'_3 \approx \frac{m_\mu}{m_\tau} s'_2, \quad (12)$$

усредненные вероятности переходов $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ и $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ соответственно равны 0,01, 0,2 и 0,001. Малость $s'_1 \approx 7 \cdot 10^{-2}$ естественно объясняет трудность наблюдения на опыте нейтринных осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.

6. Рассматриваемая модель с SU(5) \otimes SU(3)_H \otimes U(1)_H-симметрией дает разумное описание кварк-лептонного массового спектра, предсказывает малые углы смешивания кварков s_2 и s_3 (что уже подтверждено на опыте), массу t-кварка в интервале 35—70 ГэВ, осцилляцию нейтрино в реакторных экспериментах $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ на уровне 1%.

Объединение горизонтальной симметрии SU(3)_H \otimes U(1)_H с SU(5)-симметрией приводит к универсальной SU(8) унификации всех кварк-леп-

тонных ароматов². Именно в этой модели² впервые появилась рассмотренная нами здесь киральная $SU(3)_C$. Все основные применения горизонтальной симметрии содержатся в последующих работах^{3, 4, 5, 7, 10, 11}.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.— М.: Наука, 1981.
2. Чкареули Дж. Л.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 684.
3. Бережiani З. Г., Чкареули Дж. Л.— Ibid., 1982, т. 35, с. 494.
4. Бережiani З. Г., Чкареули Дж. Л.— ЯФ, 1983, т. 37, с. 1043.
5. Чкареули Дж. Л. Доклад на советско-американском рабочем совещании по калибровочным теориям. Ереван, 1983; Препринт ИТЭФ.— Москва, 1984.
6. Матилян С. Г.— УФН, 1980, т. 130, с. 3.
7. Бережiani З. Г., Чкареули Дж. Л.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 285.
8. Любимов В. А. и др.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1158.
9. Биленький С. М., Понтекорво Б. М.— УФН, 1977, т. 123, с. 181.
10. Бережiani З. Г., Чкареули Дж. Л.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 28.
11. Berzhanı Z. G.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 129, p. 99.