

## ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО В МОДЕЛЯХ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

З.Г.Бережани, Дж.Л.Чкареули

В  $SU(5)$ -модели великого объединения (МВО) с горизонтальной симметрией  $SU(3)_H$  между кварк-лептонными поколениями обсуждается новый механизм генерации масс нейтрино. В модели с тремя поколениями кварков предсказывается сильное  $\nu_\mu - \nu_\tau$  смешивание. В модели с шестью поколениями основные эффекты осцилляции связаны лишь со смешиванием левых и правых нейтрино.

1. Гипотеза локальной спонтанно-нарушенной горизонтальной симметрии  $SU(3)_H$ <sup>1,2</sup> позволяет, как нам представляется<sup>3</sup>, продвинуться в понимании специфики кварк-лептонного массового спектра в МВО, являющихся расширением  $SU(5)$ -модели Джорджи-Глэшоу<sup>4</sup>. Структура матрицы вакуумных средних (ВС) горизонтальной симметрии, связанная с простыми мультиплетами скаляров  $SU(3)_H$ -триплетами  $\xi^a$ ,  $\eta^a$  и секстетом  $\chi^{\{\alpha\beta\}}$  ( $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ ) –

$$\langle \xi^a \rangle = p \delta_{a1}, \quad \langle \eta^a \rangle = q \delta_{a3}, \quad \langle \chi^{\{\alpha\beta\}} \rangle = \text{diag} (r_1, r_2, r_3)^{\alpha\beta}; \tag{1}$$

$$r_3 \sim bp \sim b^2 q \sim b^2 r_2 \cong b^6 r_1, \quad b = (m_c / m_u)^{1/4}$$

( $m_{u,c}$  – массы  $u$  и  $c$ -кварков), приводит, как оказалось<sup>3</sup>, к массовым матрицам кварков и лептонов, согласующихся с опытом. Естественный порядок шкалы нарушения  $SU(3)_H$ -симметрии при этом  $r_3 \equiv V_H \sim V$ , где  $V$  – шкала  $SU(5)$ -теории<sup>4</sup>.

Недавно в работе<sup>5</sup> была получена нижняя граница на массу электронного нейтрино  $\nu_e$ ,  $m_{\nu_e} \geq 14$  эВ. Если массы нейтрино растут от поколения к поколению в среднем также как и массы кварков согласно горизонтальной иерархии  $r_1 : r_2 : r_3$ <sup>3</sup>, то мы приходим к резкому противоречию с космологическими ограничениями<sup>4</sup> на массы двух других нейтрино  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$ . Здесь мы покажем, что в рамках горизонтальной симметрии массы нейтрино должны следовать „обратной” иерархии

$$m_{\nu_1} : m_{\nu_2} : m_{\nu_3} = \frac{1}{r_1} : \frac{1}{r_2} : \frac{1}{r_3} \tag{2}$$

и сравним наши результаты по осцилляциям нейтрино для моделей с тремя (модель А) и шестью (модель В) кварк-лептонными поколениями.

2. Фермионный сектор модели А (минимальное расширение стандартной  $SU(5)$ ) образуют  $SU(5) \otimes SU(3)_H$ -мультиплеты

$$\psi^{ia} (\bar{5}, \bar{3}), \quad \psi_{[ij]}^a (10, \bar{3}), \quad N_a^{(n)} (1, 3) \tag{3}$$

(левоспиральное наполнение), где мы наряду с обычными кварками и лептонами  $SU(5)$ , являющимися теперь еще и горизонтальными триплетами  $SU(3)_H$  ( $\psi$ -мультиплеты,  $i, j = 1, \dots, 5$ ,  $\alpha = 1, 2, 3$ ), ввели пятнадцать полей  $N_a^{(n)}$  ( $n = 1, \dots, 15$ ) для того, чтобы сделать теорию свободной от аномалий также и по горизонтальной группе  $SU(3)_H$ . В их отсутствие введение симметрии  $SU(3)_H$  не имело бы смысла.

С другой стороны, появление полей  $N_a^{(n)}$  в лагранжиане с необходимостью приводит к возникновению майорановских масс у полей нейтрино. Это следует из юкавских связей полей  $\psi^{ia}$  (содержащего нейтрино) и  $N_a^{(n)}$  ( $F_{nn'}, G_n$  – юкавские константы)

$$\Delta \mathcal{L} = F_{nn}, N_a^{(n)} C N_\beta^{(n')} + G_n \psi^{i a} C N_a^{(n)} H_i, \quad (4)$$

где  $\chi^{\{a\beta\}}$  — знакомый уже нам секстет  $SU(3)_H$  с ВС (1), а  $H_i$  — стандартный скалярный пентаплет  $SU(5)$  ( $\langle H_i \rangle = v \delta_{i5}$ ,  $v \sim 100$  ГэВ). Из первой связи в (4) следуют массы полей  $N_a$  (для простоты мы рассматриваем только одно из полей  $N_a^{(n)}$ ) порядка  $V_H$  с горизонтальной иерархией (1)

$$m_{N_1} : m_{N_2} : m_{N_3} = r_1 : r_2 : r_3, \quad (5)$$

а из второй связи после нарушения  $SU(2) \otimes U(1)$ -симметрии <sup>4</sup> для каждого горизонтального флейвора ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) независимо возникает смешивание полей  $N_a$  с полями нейтрино в мультиплете  $\psi^{i a}$ . После диагонализации для масс физических нейтрино получаем соотношение (2):  $m_{\nu_a} \cong G^2 v^2 / F r_a$ ,  $m_{\nu_1} \sim b^6 v^2 / V_H \sim O(1 \div 100)$  эВ.

Поскольку в  $SU(5) \otimes SU(3)_H$ -модели <sup>3</sup> массовые матрицы верхних кварков ( $u, c, t$ ) и нейтрино ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) диагональны, физические углы смешивания кварков ( $\sin \Theta_k \equiv s_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ ) и лептонов ( $\sin \Omega_k \equiv l_k$ ) следуют только из матриц нижних кварков ( $d, s, b$ ) и заряженных лептонов ( $e, \mu, \tau$ ) <sup>3</sup>:

$$s_1 \cong \sqrt{m_d/m_s}, \quad s_2^{(\pm)} \cong \frac{1}{2\sqrt{2}} \left[ \frac{m_\mu}{m_\tau} \pm \frac{m_s}{m_b} \right]^{1/2}, \quad s_3^{(\pm)} \cong \frac{m_s}{m_b} s_2^{(\pm)}, \quad (6a)$$

$$l_1 \cong \sqrt{m_e/m_\mu}, \quad l_2^{(\pm)} \cong \frac{3}{2\sqrt{2}} \left[ \frac{m_\mu}{m_\tau} \pm \frac{m_s}{m_b} \right]^{1/2}, \quad l_3^{(\pm)} \cong \frac{m_\mu}{m_\tau} l_2^{(\pm)}, \quad (6b)$$

где  $s_{2,3}^{(\pm)}$  и  $l_{2,3}^{(\pm)}$  отвечают двум возможным решениям для CP-фазы  $\delta$ ,  $\cos \delta \approx \pm 1$ . Значения массы  $t$ -кварка (в ГэВ)

$$m_t \approx 180 (\cos \delta \approx +1), \quad m_t \approx 580 (\cos \delta \approx -1), \quad (7)$$

следующие из  $K_L - K_S$  разности масс при использовании полученных нами углов смешивания кварков (6a) и учета КХД поправок <sup>4</sup> ( $m_c = 1,4$  ГэВ) позволяет однозначно выбрать решение с  $\cos \delta \approx +1$ . Значения  $m_t > 200$  ГэВ неприемлемы <sup>6</sup>: они вызывают сильный рост массы  $b$ -кварка, разрушая основное массовое соотношение  $SU(5)$ -теории  $m_b/m_\tau \approx 3$  <sup>4</sup>.

Смешивание лептонов (с  $l_1 \cong 0,07$ ,  $l_2^{(+)} \cong 0,3$ ,  $l_3^{(+)} \cong 0,006$  (6b)) приводит к осцилляциям нейтрино. Для нормированных усредненных интенсивностей ( $R_{rs} = \bar{I}_{\nu_r \nu_s} / I_{\nu_r \nu_r}^0$ ) получаем (в процентах)

$$R_{e\mu} \cong 1, \quad R_{e\tau} \cong 0,1, \quad R_{\mu\tau} \cong 16, \quad (8)$$

т. е. довольно сильное  $\nu_\mu - \nu_\tau$  смешивание. Представляет интерес оценить длину осцилляции для этого перехода. Согласно (2) и (1)

$$|m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_3}^2| \cong m_{\nu_2}^2 \cong (m_u/m_c)^2 m_{\nu_1}^2. \quad (9)$$

Для интервала значений  $m_{\nu_1}$ , полученных в работе <sup>5</sup>, имеем для  $L$  — длины осцилляции ( $m_u \cong 4$  МэВ,  $m_c = 1,4$  ГэВ)

$$m_{\nu_1} = 14 \div 46 \text{ эВ} \quad ^5, \quad L = p (1500 \div 150) \text{ м}, \quad (10)$$

где  $p$  — импульс нейтрино, измеряемый в МэВ.

3. Фермионный сектор модели  $B$  следует из фермионного мультиплетета  $\psi_{[bc]L}^a + \psi_{[bc]R}^a$  ( $a, b, c = 1, \dots, 8$ )  $SU(8)$ -симметрии с составными кварками и лептонами <sup>2</sup>.  $SU(5) \otimes$

⊗  $SU(3)_H$ -фрагменты этого мультиплетта, представляющие для нас интерес, имеют вид

$$\psi_L^{ia}, \psi_{[ij]L}^a, \psi_{aL}; \Psi_R^{ia}, \Psi_{[ij]R}^a, \Psi_{aR} \quad (11)$$

( $i, j = 1, \dots, 5, \alpha = 1, 2, 3$ ), где „левые”  $\psi$ -мультиплеты содержат обычные кварки и лептоны (три поколения), а „правые”  $\Psi$ -мультиплеты — три новых кварк-лептонных поколения с массами  $\sim O(100)$  ГэВ и  $(V+A)$ -структурой слабого взаимодействия. Горизонтальные триплеты  $\psi_{aL} \equiv N_{aL}$  и  $\Psi_{aR} \equiv N_{aR}$  получают (независимо) большие ( $\sim V_H$ ) майорановские массы из связей типа (4) с горизонтальной иерархией (5) и индуцируют массы левым и правым нейтрино, соответственно, согласно (2). Поколения кварков и лептонов в мультиплеттах  $\psi_L$  и  $\Psi_R$ , „построенные”, соответственно, из левых и правых преонов, смешиваются между собой слабо (с недиагональной массой  $\sim 1$  эВ, см. ниже), что позволяет массовые матрицы обычных кварков и лептонов рассматривать отдельно. Синусы углов смешивания кварков ( $S_k$ ) и лептонов ( $E_k$ ) связаны в этом случае со значениями в формулах (6) следующим образом:

$$S_1 = s_1, \quad S_2(\pm) \cong 3s_2^{(\mp)}, \quad S_3(\pm) \cong 3s_3^{(\mp)}, \quad (12a)$$

$$E_1 = l_1, \quad E_2(\pm) \cong \frac{1}{3} l_2^{(\mp)}, \quad E_3(\pm) \cong \frac{1}{3} l_3^{(\mp)}. \quad (12b)$$

При этом в данном случае из той же разности масс  $K_L - K_S$

$$m_t \approx 28 (\cos \delta \approx +1), \quad m_b \approx 16 (\cos \delta \approx -1) \quad (13)$$

и мы в согласии с экспериментом ( $m_t > 18$  ГэВ) выбираем решение с  $\cos \delta \approx +1$ . Как легко видеть из (12b), в модели Б или  $SU(8)$ -модели <sup>2</sup> эффекты осцилляции нейтрино с изменением горизонтального флейвора подавлены ( $E_2^{(+)} \cong 0,07, R_{\mu\tau} \cong 1\%$ , ср. (8)).

Однако, в этой модели оказываются возможными сильные осцилляции левых нейтрино из мультиплетта  $\psi$  в правые из  $\Psi$ -мультиплетта:  $\nu_L \rightarrow \nu'_R$  ( $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Действительно, как отмечалось в работе <sup>7</sup>, в  $SU(8)$ -модели <sup>2</sup> возможна генерация дираковских масс нейтрино

$$\mathcal{L}_m = m_0 (\bar{\nu}_{eL} \nu'_{eR} + \bar{\nu}_{\mu L} \nu'_{\mu R} + \bar{\nu}_{\tau L} \nu'_{\tau R}) \quad (14)$$

благодаря гравитационному механизму Уилера — Зельдовича — Хокинга (см. <sup>7</sup>), вызывающему переход левого  $SU(8)$ -мультиплетта составных кварков и лептонов  $\psi_{[bc]L}^a$  в правый мультиплет  $\Psi_{[bc]R}^a$ . Для радиуса конфайнмента преонов  $R \sim 10^{-16}$  ГэВ<sup>-1</sup> оказалось 0 (1) эВ <sup>7</sup>. Осцилляции нейтрино зависят теперь от соотношения между дираковской ( $m_0$ ) и майорановскими ( $m_\nu$  и  $m_{\nu'}$ ;  $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) массами нейтрино. Во всех случаях, когда выполняется условие  $m_0 > (m_\nu, m_{\nu'})$  углы смешивания соответствующих левых и правых нейтрино  $\phi_{\nu\nu'} \approx \pi/4$  (максимальное смешивание). Это условие, если иметь в виду иерархию (2) для майорановских масс, не кажется невыполнимым для  $\nu_\mu$  ( $\nu'_\mu$ ) и особенно для  $\nu_\tau$  ( $\nu'_\tau$ ). Что же касается длин осцилляций  $\nu_{\mu L} \rightarrow \nu'_{\mu R}$  и  $\nu_{\tau L} \rightarrow \nu'_{\tau R}$ , то мы, к сожалению, не в состоянии их сколько-нибудь точно оценить.

Мы благодарны А.А.Ансельму, О.В.Канчели и К.А.Тер-Мартirosяну за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Ramond P. Preprint CALT-68-709, 1979.
2. Чкареули Дж.Л. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 684.
3. Бережигани З.Г., Чкареули Дж.Л. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 494; ЯФ, 1983, 37, вып. 3.
4. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
5. Любимов В.А. и др. ЖЭТФ, 1981, 81, 1158.

6. *Nanopoulos D.V., Ross D.A. Phys. Lett., 1982, 108B, 351.*

7. *Чкареули Дж.Л. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 34.*

Институт физики

Академии наук Грузинской ССР

---

Поступила в редакцию

29 января 1983 г.