Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 1, стр. 49 – 50 *5 января 1983 г.*

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СИММЕТРИЯ В $SO(10)$-МОДЕЛИ И МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ

В.Б.Световой

Показано, что нарушение $SO(10)$ через лево-право симметричную группу приводит к равенству масс тяжелых кварков с зарядом $Q = -1/3$ и $Q = 2/3$, если существует только один легкий хиггсовский бозон. Для трех поколений возможность такого нарушения исключена, поскольку $m_b \neq m_t$. Для большего числа поколений возникает сильное ограничение на масштаб нарушения $L - R$-симметрии.

Популярная $SO(10)$-модель великого объединения [1] отличается от простейшей $SO(5)$-модели, что допускает различные схемы нарушения симметрии. Эффекты, связанные с наличием промежуточной симметрии, исследовались в ряде работ [2–5]. Указывалось на возможность получить большие значения $\sin^2\theta_W$, времени жизни протона, нейтринных масс и др. Здесь мы покажем, что при нарушении $SO(10)$ через $L - R$-симметричную подгруппу возникают соотношения между массами тяжелых кварков.

Основой наших выводов является гипотеза о существовании только одного легкого (с массой $\sim M_W$) хиггсовского бозона [6]. Аргументируется она естественным подавлением недиагональных нейтральных токов и отсутствием аномальных сокращений между параметрами скалярного потенциала для полей, не нарушающих $SU_L(2)$. Обсуждавшиеся в литературе схемы с несколькими легкими скалярами (простейший пример см. в [6]), как правило, содержат дополнительную симметрию, связывающую истинный хиггсовский бозон с другими скалярными полями. Такую возможность мы здесь не рассматриваем.

Пусть на первом этапе $SO(10)$ нарушается до одной из подгрупп $SU_L(2)\times SU_R(2)\times SU(4)$ или $SU_L(2)\times SU_R(2)\times SU(3)\times U(1)$. Массы легких фермионов возникают от вакуумных средних (ВС) скаляров ϕ_j $(j = 1, 2, \ldots, N)$, которые образуют представление (2,2) по $SU_L(2)\times SU_R(2)$ с нулевым $B - L$. Массовая часть лагранжиана нейтральных компонент этих скаляров будет иметь вид

$$\mathcal{L}_{\mathcal{M}} = M^2 \sum_{i,j} (\xi_i^*, \ \eta_i) \begin{pmatrix} a_{ij} & b_{ij} \\ b_{ij} & a_{ij} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_j \\ \eta_j^* \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где a_{ij}, b_{ij} – действительные симметричные по индексам параметры, M – масштаб нарушения $SO(10)$, а ξ_j и η_j – нейтральные компоненты ϕ_j. Такая структура $\mathcal{L}_{\mathcal{M}}$ следует из $SU_L(2)\times SU_R(2)$ инвариантности. Действительность элементов массовой матрицы гарантируется эрмитовостью и перестановочной $L \longleftrightarrow R$ симметрией, под действием которой $\phi_j \longleftrightarrow \phi_j^+$. В базисе $(\xi_j + \eta_j^*)/\sqrt{2}$, $(\xi_j - \eta_j^*)/\sqrt{2}$ массовая матрица имеет блочно-диагональный вид, а смешивание блоков возможно лишь после нарушения $L - R$-симметрии (на уровне $M_R << M$), и поэтому углы смешивания $\sim M_R/M$. По нашему предположению малую массу ($\sim M_W$) имеет только истинный хиггсовский бозон, ВС которого завершает нарушение симметрии. Этот бозон принадлежит одному из блоков, например, является определенной линейной комбинацией $(\xi_j + \eta_j^*)/\sqrt{2}$ с малой $(\sim M_R/M)$ примесью состояний $(\xi_j - \eta_j^*)/\sqrt{2}$, следовательно

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\langle \xi_j \rangle + \langle \eta_j^* \rangle) \sim \lambda \equiv (\sqrt{2} G_F)^{-1/2}, \tag{2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\langle \xi_j \rangle - \langle \eta_j^* \rangle) \sim \lambda (M_R/M). \tag{3}$$

Из (3) следует равенство массовых матриц кварков u- и d-типа [1)]

$$M_u = M_d, \tag{4}$$

которое справедливо с точностью $m_f(M_R/M)$, где m_f – характерная фермионная масса. Нарушение этого равенства существенно только для легких кварков, а массы самых тяжелых оказываются равными. Подобная ситуация обсуждалась в работах [7] в связи с проблемой $m_d = m_e$.

Если в природе существует только три поколения фермионов, то (4) дает $m_b \approx m_t$, что находится в явном противоречии с экспериментом . Этой проблемы можно избежать только в случае $M_R \sim M$, т. е. когда нет промежуточной лево-правой симметрии. Пусть имеется более трех поколений. Тогда разница между массами b- и t-кварков должна целиком объясняться эффектами, нарушающими $L - R$-симметрию. Это означает, что

$$m_t - m_b \lesssim m_{t'}(M_R/M), \tag{5}$$

где $m_{t'} \approx m_{b'}$ – масса самых тяжелых кварков. Полагая здесь, например, $m_{t'} \lesssim 100$ ГэВ, как того требует стабильность скалярного потенциала при больших полях [8] в эффективной $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$-теории, найдем $M_R/M \gtrsim 1/7$ при $m_t > 18$ ГэВ [9]. Даже при бо́льших значениях $m_{t'}$ (5) дает сильное ограничение на M_R. Отметим, что из барионной симметрии Вселенной также следует ограничение на M_R [10], но более слабое: $M_R > 10^9$ ГэВ.

Существенное увеличение времени жизни протона (τ_p) в $SO(10)$-модели возможно только для $L - R$-симметричных промежуточных групп за счет роста массы объединения [2, 3]. Во всех остальных случаях эта масса остается такой же, как в $SU(5)$-модели, а изменения в τ_p за счет дополнительных бозонов X' и Y' оказываются небольшими [11]. Таким образом, для трех поколений фермионов мы ожидаем τ_p таким же, как в $SU(5)$. Предсказание же $SU(5)$-модели находится на экспериментальной границе [12] даже после учета больших неопределенностей в τ_p.

В заключение отметим, что наши результаты останутся в силе и для некоторых других моделей, например, для E_6 [13].

Автор выражает глубокую благодарность М.Б.Волошину, В.А.Кузьмину, Э.М.Липманову и М.Е.Шапошникову за поддержку, обсуждение работы и ценные замечания.

Литература

1. *Langacker P.* Phys. Rep., 1981, **72**, 185.
2. *Shafi Q., Wetterich C.* Phys. Lett., 1979, **B85**, 52.
3. *Georgi H., Nanopoulos D.V.* Nucl. Phys., 1979, **B159**, 16.
4. *Rajpoot S.* Phys. Rev., 1980, **D22**, 2244.
5. *Mohapatra R.N., Senjanovic G.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 912; *Wetterich C.* Nucl. Phys., 1981, **B187**, 343; *Световой В.Б.* ЯФ, 1982, **35**, 1040.
6. *Georgi H., Nanopoulos D.V.* Nucl. Phys., 1979, **B155**, 52.
7. *Lazarides G., Shafi Q., Wetterich C.* Nucl. Phys., 1981, **B181**, 287; *Световой В.Б.* ЯФ, 1982, **36**, 1002.
8. *Красников Н.В.* ЯФ, 1978, **28**, 549; *Ансельм А.А.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **29**, 645; *Hung P.Q.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 873.
9. *Cashmore R.* Phys. Scr., 1981, **23**, 356.
10. *Kuzmin V.A., Shaposhnikov M.E.* Phys. Lett., 1980, **B92**, 115.
11. *Machacek M.* Nucl. Phys., 1979, **B159**, 37.
12. *Berezinsky V.S., Ioffe B.L., Kogan Ga. I.* Phys. Lett., 1981, **A105**, 33.
13. *Barbieri R., Nanopoulos D.V.* Phys. Lett., 1980, **B91**, 369.

Ярославский
государственный университет

Поступила в редакцию
22 сентября 1982 г.

---

1) Следует отметить, что фазы $\langle \xi_j \rangle$ и $\langle \eta_j \rangle$ возникают также лишь после нарушения $L - R$-симметрии и поэтому $\sim M_R/M$.