Письма в ЖЭТФ, том 38, вып. 1, стр. 28 – 32 *10 июля 1983 г.*

О РАСПАДЕ ПРОТОНА В МОДЕЛЯХ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ С ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

З.Г.Бережиани, Дж.Л.Чкареули

Показано, что если между кварк-лептонными поколениями существует горизонтальная симметрия, то распады протона в любой модели великого объединения (МВО) должны идти в хиггсовском канале (через скалярные цветные триплеты) с теми же по порядку скоростями, что и в векторном (через X-, Y-бозоны).

Известно, что в любой стандартной схеме МВО [1], – $SU(5)$, $SO(10)$, $E(6)$, – описывающей независимо каждое из кварк-лептонных поколений

$$(u, d; e, \nu_e), \quad (cs; \mu \nu_\mu), \quad (t\ ?, b; \tau, \nu_\tau) \qquad (1)$$

распад протона через обмены хиггсовскими скалярами подавлен по сравнению с обычным распадом через калибровочные поля (X-, Y-бозоны), получившие массы в результате спонтанного разрушения исходной симметрии МВО Γ

$$\Gamma \to SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1). \qquad (2)$$

Действительно, для отношения эффективных констант 4-фермионных взаимодействий, приводящих к распаду протона, имеем:

$$G^S/G_V = \frac{f_q^2}{\bar{g}^2}\frac{M^2}{M_S^2} \lesssim 10^{-5}, \quad f_q^2 = 2^{3/2} G_F m_q^2, \qquad (3)$$

где $\bar{g}$ – калибровочная константа МВО ($\bar{g}^2/4\pi \equiv \bar{\alpha} \cong 0{,}022$), M – масса $X(Y)$-бозона ($M \cong 10^{15}$ ГэВ); f_q – юкавская константа связи кварка q ($q = u, d$) с массой $m_q (m_{u,d} \lesssim$ $\lesssim 10$ МэВ) со скалярным цветным триплетом [1)] с массой M_S ($\bar{\alpha} M \lesssim M_S \lesssim M$); G_F – константа Ферми.

Совершенно иная ситуация возникает, однако, когда между кварк-лептонными поколениями (1) действует горизонтальная симметрия H, преобразующая эти поколения друг в друга [2]. В МВО с $\Gamma \otimes H$-симметрией все юкавские связи H-симметричны и, следовательно, константы f_q для всех поколений кварков и лептонов (1) равны: $f_u = f_c = f_t \equiv$ $\equiv f_1$, $f_d = f_s = f_b \equiv f_2$. Массы поколений различаются не вследствие набора отличающихся (на много порядков) друг от друга юкавских констант, как в стандартных моделях [1], а вследствие иерархии вакуумных средних (ВС) скаляров, спонтанно нарушающих горизонтальную симметрию H [3]. Юкавская константа f^2 (если принять $f_1 \approx f_2 \equiv f$) пропорциональна при этом, в отличие от $f_q^2(3)$, полной сумме квадратов масс всех кварков (включая тяжелые c-, b- и t-кварки, см. (15)) и поэтому велика. Индуцируемые скалярами каналы распада протона усиливаются и могут даже стать доминирующими.

Мы проиллюстрируем эти общие соображения на примере исследованной нами ранее модели с локальной $SU(5) \otimes SU(3)_H$-симметрией [2, 3]. В модели три поколения кварков и лептонов (1) заполняют левоспиральные мультиплеты

$$\Psi^{i\alpha}(\bar{5}, \bar{3}), \quad \Psi^{\alpha}_{[ij]}(10, \bar{3}), \qquad (4)$$

где i (1, . . . , 5) и α (1, 2, 3) – индексы $SU(5)$- и $SU(3)_H$-групп, соответственно (в скобках в (4) и далее повсюду указаны размерности представлений). Массы верхних кварков $U(u, c, t)$ и нижних кварков $D(d, s, b)$ и лептонов (e, μ, τ) индуцируют ВС ска-

---

1) Этот триплет $SU(3)_c$ образует вместе с дублетом $SU(2) \otimes U(1)$ единый скалярный Γ-мультиплет в МВО (например, 5-плет в $SU(5)$-модели).

лярных полей $\omega_{i\,\{\alpha\beta\}}$ (5, 6) и $\rho^{i}_{\{\alpha\beta\}}$ ($\bar{5}$, 6), соответственно, через юкавские связи (f_1, f_2 – константы, C – матрица зарядового сопряжения) [2]:

$$f_1\,\psi^{\alpha}_{[ij]}\,C\,\psi^{\beta}_{[kl]}\,\omega_{m\,\{\alpha\beta\}}\,\epsilon^{ijklm},\quad f_2\,\psi^{i\alpha}\,C\,\psi^{\beta}_{[ij]}\,\rho^{j}_{\{\alpha\beta\}} \tag{5}$$

Скалярный сектор модели, помимо полей ω и ρ, включает также обычные скаляры *SU(5)* [1] Φ^i_j (24, 1) и ϕ_i (5, 1) с ВС вида

$$<\Phi^i_j> \;=\; V\,\mathrm{diag}\,(1,1,1,-{}^3/_2,-{}^3/_2)^i_j,\quad M=\frac{5}{2\sqrt{2}}\bar{g}\,V \tag{6}$$

приводящий к „развалу" *SU(5)*-симметрии (2), и скаляры, разрушающие симметрию $SU(3)_H$ – секстет $\chi_{\{\alpha\beta\}}$ (1, 6) и два триплета ξ_α (1, 3) и η_α (1, 3) –

$$<\chi_{\{\alpha\beta\}}> \;=\; \mathrm{diag}\,(r_1, r_2, r_3)_{\alpha\beta},\quad <\xi_\alpha> = p\,\delta_{\alpha 1}\quad <\eta_\alpha> = q\delta_{\alpha 3} \tag{7}$$

с „горизонатльной иерархией" ВС

$$r_3 \sim ap \sim a^2 q \sim a^2 r_2 \sim a^6 r_1,\ a\sim (m_c/m_u)^{1/4},\ r_3 \equiv V_H \sim V \tag{8}$$

натурально возникающей из потенциала Хиггса полей χ, ξ и η [3].

Спонтанное нарушение оставшейся $SU(2)\otimes U(1)$-симметрии следует из общего потенциала полей ϕ, ω и ρ [2], содержащего с необходимостью все разрешенные $SU(5)\otimes\otimes SU(3)_H$-симметрией связи с полями, развивающими большие ВС, – Φ, χ, ξ и η –

$$P = P_\phi + P_\omega + P_\rho + P_{\phi\omega} + P_{\phi\rho} + P_{\omega\rho}\,. \tag{9}$$

После подстановки в полином P больших ВС этих полей (6, 7) получаем массовую матрицу [3] полей ϕ, ω и ρ, содержащих диагональные и недиагональные элементы порядка

$$M^2_\phi \sim M^2_\omega \sim M^2_\rho \approx \lambda V^2,\ M^2_{\phi\omega} \sim M^2_{\phi\rho} \approx \lambda V r_\alpha,\ M^2_{\omega\rho} \approx \lambda r^2_\alpha \tag{10}$$

($\alpha = 1, 2, 3$; $r_3 \sim V \gg r_2 \gg r_1$), где λ – естественный порядок константы взаимодействия скаляров в (9), $\bar{\alpha}^2 \lesssim \lambda \lesssim 1$. В соответствии с гипотезой калибровочной иерархии [1] требуем, чтобы массовая матрица $M^2_{(2)}$ дублетных (по слабому изоспину) компонент полей ϕ, ω и ρ имела одно малое отрицательное собственное значение, $-\mu^2$, и отвечающее ему состояние $H^{(0)}$ конденсировалось со значением ВС

$$<H^{(0)}> = v\,,\quad v \equiv \sqrt{2\mu^2/h} = 2^{3/4}\,G_F^{-1/2} \tag{11}$$

---

2) Два других скалярных мультиплета с триплетным $SU(3)_H$-содержанием, ($\bar{5}$, $\bar{3}$) и ($\overline{45}$, $\bar{3}$), необходимые для реализации реалистической массовой матрицы нижних кварков и лептонов [3], мы здесь из соображения простоты (и экономии места) не рассматриваем.

3) Речь идет о (13 x 13)-матрице масс скалярных 5-плетов: ϕ_i (5, 1), $\omega_{i\,\{\alpha\beta\}}$ (5, 6) и $\rho^{i}_{\{\alpha\beta\}}$ ($\bar{5}$, 6). Нарушение *SU(5)*-симметрии (6) снимает вырождение масс внутри 5-плетов между дублетами $SU(2)\otimes\otimes U(1)$ и триплетами $SU(3)_c$ и приводит к двум независимым (13 x 13)-матрицам: для дублетов – $M^2_{(2)}$ и для триплетов – $M^2_{(3)}$.

(h – константа самодействия дублета $H^{(0)}$). Все другие собственные значения матрицы $M^2_{(2)}$ (отвечающие состояниям $H^{(n)}$, $n = 1, \dots, 12$) велики ($\sim \lambda V^2$) [4].

Что касается цветных триплетов из мультиплетов ϕ, ω и ρ, то их массовая матрица $M^2_{(3)}$ диагонализуется без каких-либо специальных условий и поэтому все ее собственные значения велики ($\sim \lambda V^2$). Эти триплеты и приводят к распаду протона через общие (с дублетами) юкавские связи (5) с константами f_1 и f_2, к вычислению которых мы сейчас переходим. Разлагая дублеты в скалярах ϕ, ω и ρ по состояниям $H^{(0)}$ и $H^{(n)}$, для их ВС

$$< \omega_{i\{\alpha\beta\}} > \equiv \delta_{i5}\, (v_u, v_c, v_t)^{\mathrm{diag}}_{\alpha\beta}, \quad < \rho^i_{\{\alpha\beta\}} > \equiv \delta^i_5\, (v_d, v_s, v_b)^{\mathrm{diag}}_{\alpha\beta} \tag{12}$$

(регулируемых „горизонтальной иерархией" (8) [3]) и $<\phi_i> \equiv \delta_{i5}\, v_0$ получаем соотношение (условие нормировки ВС)

$$v^2 = v_0^2 + \sum_q v_q^2, \quad q = (U, D), \quad U = u, c, t; \quad D = d, s, b. \tag{13}$$

Отсюда для констант $f_1 = m_U/v_U$ и $f_2 = m_D/v_D$ связей (5) следует правило сумм:

$$2^{3/2} G_F \left[\frac{1}{f_1^2} \sum_U m_U^2 + \frac{1}{f_2^2} \sum_D m_D^2 \right] \beta^{-1} = 1, \quad \beta = 1 - \frac{v_0^2}{v^2}, \tag{14}$$

которое для *SO(10)*- или *E(6)*-модели с одним скалярным мультиплетом ($f_1 = f_2 \equiv f$) [1] принимает еще более простой вид

$$f^2 = 2^{3/2} G_F \left(\sum_q m_q^2 \right) \beta^{-1}. \tag{15}$$

Оставляя в сумме (14) только тяжелые кварки c ($m_c \cong 1{,}4$ ГэВ), b ($m_b \cong 4{,}5$ ГэВ) и t ($m_t \cong 18{,}5$ ГэВ), получаем для константы f и для отношения G^S/G^V_V ($\beta \lesssim 1$)

$$f \gtrsim 0{,}14, \quad \bar{g} \cong 0{,}53, \quad G^S / G^V = \frac{f^2}{\bar{g}^2} \frac{M^2}{M_S^2} \gtrsim O(1). \tag{16}$$

Последняя оценка гарантировано выполняется, если масса скаляра хотя бы только в четыре – пять раз меньше массы *X(Y)*-бозона M.

Сделаем несколько заключительных замечаний.

1) Оценка (16) и экспериментальное ограничение на время жизни протона [1] требуют, чтобы $M_S \sim M$. А это означает, что все параметры в потенциале скалярных полей *P(9)*, а значит и константа самодействия $H^{(0)}$-дублета, должны быть $\sim O(1)$ и, следовательно, хиггсовский бозон теории ГВС должен иметь массу $m = O(100)$ ГэВ.

2) Отсутствие на опыте универсальной поляризации заряженного лептона, к которой должны были бы приводить обмены X- и Y-бозонами [4], свидетельствовало бы о важной роли скалярного взаимодействия в распаде протона и, следовательно, косвенно о существовании цветных скалярных триплетов с массой $M_S \sim M$ и зарядом 1/3, как у Y-бозона. По этой причине они должны увеличить относительный вес каналов распада протона с рождением нейтрино.

---

4) Таким образом, мы приходим к теории Глэшоу – Вейнберга – Салама (ГВС) [1] с одним легким скаляром Хиггса (из дублета $H^{(0)}$) и опасность нейтральных скалярных токов с изменением фермионного аромата полностью устранена [1].

3) Мы нашли, что в любой МВО с горизонтальной симметрией эффекты хиггсовского канала в распаде протона достаточно велики. Более того, все наши заключения остаются в силе, если горизонтальная симметрия $SU(3)_H$, которую мы здесь обсуждали , не локальная, а глобальная.

Авторы признательны А.А.Ансельму, О.В.Канчели, К.А.Тер-Мартиросяну за обсуждения.

Литература

1. *Langacker P.* Phys. Peports, 1981, 72, 187.
2. *Чкареули Дж.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 684.
3. *Бережиани З.Г., Чкареули Дж.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 494; ЯФ, 1983, 37, 1043.
4. *Weinberg S.* Phys. Rev. Let., 1979, 43, 1565.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
22 марта 1983 г.