*Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.4, стр. 222 – 225* *20 августа 1981 г.*

# ОСЦИЛЛЯЦИИ И *CP*-НАРУШЕНИЕ В "ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ" СУПЕРСЛАБОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ СХЕМЕ

*Г.Г.Волков, В.А.Монич, Б.В.Струминский*[1)]

Рассмотрена модель, в рамках которой *CP*-нарушение, осцилляции нейтральных мезонов и другие редкие процессы обусловлены суперслабыми горизонтальными взаимодействиями.

Распределение кварков и лептонов по поколениям ($u$, $d$, ... ; $\nu_e$, $e^-$, ...), ($c$, $s$, ... ; $\nu_\mu$, $\mu^-$, ...) [1] свидетельствует в пользу существования объединяющей эти семейства горизонтальной симметрии. Рассмотрим схему, основанную на калибровочной группе $SU(N)^H_L \times SU(N)^H_R \times SU(2)^W_L \times SU(2)^W_R \times U(1) \times SU(3^{\text{color}})$ (где $N$ – число поколений, индексы $H$ ($W$) соответствуют горизонтальной (слабой) симметрии).

1. Выпишем лагранжиан слабого и горизонтального взаимодействий, инвариантный относительно этой группы преобразований:

$$L_{int} = g\left\{\left[(\bar{\psi}^i_a)_L \gamma_\mu\left(\frac{\lambda^{ij}_L}{2}\delta_{\alpha\beta}\right)(\psi^j_\beta)_L\right] Z^k_{L\mu} + [(\bar{\psi}^i_a)_L \gamma_\mu \times \right.$$
$$\left. \times\left(\frac{\tau^{\alpha\beta}_a}{2}\delta_{ij}\right)(\psi^j_\beta)_L\right] W^a_{L\mu}\Bigg\} + (L \to R) + g'\bar{\psi}\gamma_\mu \frac{Y^B}{2}\psi B_\mu , \qquad (1)$$

где $\lambda_k/2$, ($k = 1,2, \ldots N^2 - 1$) – генераторы группы $SU(N)$, $\tau_a$, ($a = 1, 2, 3$) – матрицы Паули, $\psi^1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\psi^2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, ...; $Z^k_{L(R)\mu}$ – горизонтальные калибровочные поля, $W^a_{L(R)\mu}$ – слабые калибровочные поля, $Y^B$ – гиперзаряд группы $U^Y(1)$ и $B_\mu$ – соответствующее калибровочное поле.

2. Появление отличных от нуля углов смешивания адронов (лептонов) в данном подходе объясняется возникновением токовой матрицы $0^c_{L(R)} = V_{L(R)} U^+_{L(R)} \neq 1$, где $V_{L(R)}$ ($U_{L(R)}$) – матрицы поворотов в пространстве "down", $Q = -\frac{1}{3}$ ("up", $Q = +\frac{2}{3}$) – кварков, диагонализующие массовую матрицу адронов. В горизонтальном секторе лагранжиана (1) при этом возникают токовые матрицы $U_{L(R)}\frac{\lambda_k}{2}U^+_{L(R)}$ и $V_{L(R)}\frac{\lambda_k}{2}V^+_{L(R)}$. В рамках схемы с двумя поколениями кварков и лептонов матрицы $V_{L(R)}$ и $U_{L(R)}$ имеют наиболее простой вид:

$$V = \begin{pmatrix} c_d & s_d \\ -s_d & c_d \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} c_u & s_u \\ -s_u & c_u \end{pmatrix},$$

1) ИТФ Киев.

где $s_{d(u)}$ ( $c_{d(u)}$ ) $\equiv \sin\theta_{d(u)}$ ($\cos\theta_{d(u)}$ ), причем $\theta_u - \theta_d = \theta_c$, где $\theta_c$ — угол Кабиббо. Для сокращения выкладок ограничимся далее рассмотрением именно этого случая ($N = 2$).

3. Спонтанное нарушение симметрии определяется введением в теорию мультиплетов скалярных полей, реализующих следующие представления, соответствующие калибровочной группе $SU(2)^H_L \times SU(2)^H_R \times SU(2)^W_L \times SU(2)^W_R \times U(1)$, и которые можно разделить, по-видимому, на два класса: а) определяющий массовую матрицу фермионных полей материи:

$$\phi\ (2, \bar{2}, 0,0,0), \quad \xi\ (0,0,2,\bar{2},0)$$

б) определяющий массы калибровочных полей

$$\Phi_L\ (3, 1, 0, 0, 0), \ \Phi_R\ (1, 3, 0, 0, 0), \ \chi_L\ (0, 0, 3, 1, 1), \ \chi_R\ (0, 0, 1, 3, 1),$$

$$\kappa_L\ (2, 1, 0, 0, 0), \ \kappa_R\ (1, \bar{2}, 0, 0, 0), \ \eta_L\ (0, 0, 2, 1, 1) \text{ и } \eta_R\ (0, 0, 1, \bar{2}, 1).$$

Следующими этапами рассмотрения данной схемы являются стандартные процедуры построения и диагонализации массовой матрицы "горизонтальных" калибровочных полей. В результате, физические состояния калибровочных полей $Z^k$ будут найдены из соотношения:

$$H^i_{\mu\, L(R)} = a^{ik}_{L(R)}\, Z^k_{\mu\, L(R)},$$

где $a$ — ортогональная матрица вида:

$$a = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_2 & -s_1 s_2 \\ s_1 & c_1 c_2 & c_1 s_2 \\ 0 & s_2 & -c_2 \end{pmatrix},$$

$$s_1 = \frac{\beta_1}{\sqrt{r^2 + |\beta|^2}}, \quad c_1 = \frac{\sqrt{a^2 + \beta_2^2}}{\sqrt{a^2 + |\beta|^2}}, \quad s_2 = \frac{a}{\sqrt{a^2 + \beta_2^2}}, \quad c_2 = \frac{\beta_2}{\sqrt{a^2 + \beta_2^2}},$$

$\beta_1 \equiv \operatorname{Re}\beta$, $\beta_2 \equiv \operatorname{Im}\beta$, $<\Phi> = \begin{pmatrix} a & \beta \\ \beta^* & -a \end{pmatrix}$ — вакуумное среднее полей $\Phi$

Массы калибровочных бозонов $H^{1,2,3}_\mu$ оказываются равными соответственно $m_1 = m_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}\, g \sqrt{k^2 + a^2 + \beta_1^2 + \beta_2^2}$ и $m_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\, gk$, где $k = |\gamma_1|^2 + |\gamma_2|^2$, $<\kappa> = (\gamma_1, \gamma_2)$.

4. Нарушение $CP$-симметрии в данной схеме осуществляется спонтанным "мягким" образом и возникает при наличии разности масс "горизонтальных" векторных бозонов: $m_i - m_j \neq 0$, $(i \neq j)$, $i, j = 1, 2, 3$. Появление в эффективном лагранжиане произведения токов с различны-

ми $CP$-четностями связано с переходом к физическим состояниям кварков. Действительно, заметим следующее соответствие:

$$J_{\mu 1} J_{\mu 2}\,;\; J_{\mu 2} J_{\mu 3} \to CP = -1;\; J_{\mu i}\, J_{\mu i}\;\; (i = 1, 2, 3),\; J_{\mu 1} J_{\mu 3} \to CP = +1,$$

где

$$J_{\mu i} = (\bar{d}\bar{s})_{L(R)}\, \gamma_\mu V_{L(R)}\, \frac{\lambda^i}{2}\, V^+_{L(R)} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_{L(R)} +$$

$$+ \;(\bar{u}\bar{c})_{L(R)}\, \gamma_\mu U_{L(R)}\, \frac{\lambda^i}{2}\, U^+_{L(R)} \begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_{L(R)}.$$

5. Пользуясь полученными выше результатами нетрудно вычислить возможный вклад горизонтальных взаимодействий в экспериментально наблюдаемые параметры редких процессов. В качестве примера приведем здесь выражения для параметров, характеризующих смешивание и $CP$-нарушение в системах $K$ - и $D$-мезонов:

$$\left(\frac{\Delta m_k}{m_k}\right)_H = \frac{2}{3}\,\frac{G_F}{\sqrt{2}}\, f_k^2\; \Delta\,[(c_1^2 - s_1^2)\, c_2^2 + \sin^2 2\,\theta_d (c_2^2 s_2^2 - s_1^2) -$$

$$- \sin 4\theta_d\, s_1 s_2 c_2)\,,$$

$$\left(\frac{\Delta mD}{mD}\right)_H = \begin{cases} \theta_d \to \theta_u \\ f_k \to f_D \end{cases}$$

$$\left(\frac{\mathrm{Im}\, m^k_{12}}{m_k}\right)_H = \frac{4}{3}\,\frac{G_F}{\sqrt{2}}\, f_k^2\;\; \Delta\,[\,c_1 c_2 (s_1 c_2\, \cos 2\,\theta_d - s_2 \sin 2\theta_d)\,], \qquad (2)$$

$$\left(\frac{\mathrm{Im}\, m^D_{12}}{m_D}\right)_H = \begin{cases} \theta_d \to \theta_u \\ f_k \to f_D \end{cases}$$

где

$$\Delta = \frac{m_W^2}{m_1^2}\left(1 - \frac{m_1^2}{m_2^2}\right).$$

6. Остановимся на наиболее важных, по нашему мнению, физических следствиях, к которым приводит данная схема: 1) $CP$-нарушение связано только с горизонтальными суперслабыми процессами; 2) имеются ограничения на массы калибровочных бозонов: $H_i$, $(i = 1, 2, 3)$ $m_{H_i} \gtrsim$ $\gtrsim 10^4$ ГэВ, которые следуют из экспериментальных данных для процессов $K^\circ_L \to \bar{\mu} e\; (\mu \bar{e})$ ; 3) особый интерес для поиска горизонтальных взаимодействий представляет, по-видимому, система $D^\circ$, $\bar{D}^\circ$ . Это связано с тем, что вклад слабых взаимодействий в процессы $D^\circ \longleftrightarrow \bar{D}^\circ$ подавлен ( $\rho_D^{\text{эксп}} < 0{,}025$ [2] , $\rho_D^{\text{теор}} \sim 10^{-7}$ [3], где $\rho$ – параметр смешивания системы типа $K^\circ$, $\bar{K}^\circ$, $\rho = [(\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma/2)^2]/[2\Gamma^2 + (\Delta m)^2 - (\Delta\Gamma/2)^2]$ для сравнения: $\rho\,(K^\circ)_{\text{эксп.}} \approx 0{,}5$).

Поэтому взаимодействия нового типа могли бы проявиться без фона от обычных слабых процессов на уровне, доступном в современных экспериментах [2]. Необходимо подчеркнуть также возможность насыщения горизонтальными взаимодействиями экспериментального верхнего предела $\rho_D < 0{,}025$ ( или $\frac{\Delta m_D}{m_D} < 10^{-12}$ ) сопровождающегося вместе с тем максимальным $CP$-нарушением ( $a_D \sim 1$, например при $s_1 = 0,\ s_2^2 \approx 0{,}2,\quad \Delta \sim 10^{-7}$, см. (2), где $a_D$ – зарядовая асимметрия в полулептонных модах распада $D^\circ$, $\bar{D}^\circ$-мезонов). Последнее представляется особенно важным в свете остающегося открытым вопроса о природе нарушения $CP$-симметрии.

В данной статье мы хотели бы также обратить внимание на то, что любое увеличение статистики, превышающей современный экспериментальный уровень [2], в экспериментах по изучению системы $D^\circ$, $\bar{D}^\circ$ на $e^+ e^-$-кольцах

$$\begin{array}{l} e\, e^- \to \gamma \to D^\circ,\ \bar{D}^\circ \to l^\mp \bar{\nu}_l\ (\nu_l)\ X^\pm \\ \qquad\qquad\quad \hookrightarrow l^\pm \nu_l\ (\bar{\nu}_l)\ X^\mp \end{array}$$

(где $l$ – лептоны, ( $e$, $\mu$ ), $X^\pm$ – адроны) могло бы привести к обнаружению осцилляций $D^\circ \longleftrightarrow \bar{D}^\circ$, идущих, например, с максимальным $CP$-нарушением, что указывало бы на суперслабую природу этих процессов.

Авторы благодарны Б.А.Арбузову и Л.Д.Соловьеву за поддержку, внимание к данной работе и обсуждение ее результатов, а также Ю.М.Зиновьеву, Е.П.Кузнецову, А.Г.Липартелиани, Ю.П.Никитину и А.И.Оксаку за полезные обсуждения.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
15 июня 1981 г.

## Литература

[1] Liparteliani A.G., et. al. Proc. of the Intern. Conf. "Neutrino 77", Baksan-Valley, 1977 (Moscow, "Nauka", 1978), v.2, 302; Beg M.A., Tsao H.-S. Phys. Rev. Lett., 1978, 41, 278; Harari H. Phys. Reports, 1978, 42C, 235.

[2] Winter K. Proc. of the 1979 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interact. at High Energies, Fermilab 1979 (Batavia, Illinois, 1979), 258.

[3] Волков Г.Г. и др. Препринт ИФВЭ 80-53, Серпухов, 1980; ЯФ, 1981, 32, 446.