сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-81-725

Дао Вонг Дык, Нгуен Тхи Хонг

СЛЕДСТВИЯ ПО БАРИОН-НЕСОХРАНЯЮЩИМ РАСПАДАМ ИЗ ТЕОРИИ СУПЕРОБЪЕДИНЕНИЯ SU(5|1)

1981

В последнее время были сделаны некоторые попытки[1–7] рассматривать модель единой теории взаимодействий в рамках калибровочной теории, основанной на супергруппе $SU(m|n)$. В частности, модель калибровочной группы $SU(5|1)$ рассматривается как возможная единая теория сильного и электрослабого взаимодействий.

Мы рассматриваем здесь некоторые следствия такой модели по барион-несохраняющим распадам, которые, наряду с другими, можно было бы использовать как средства проверки разных моделей суперобъединения.

В нашей предыдущей работе[8] представления супергруппы $SU(m|n)$ изучаются на основе обобщенных матриц Гелл-Манна β_I, которые в случае $SU(5|1)$ имеют вид:

$$\beta_a = \left(\begin{array}{c|c} \lambda_a^{(5)} & 0 \\ \hline 0 & 0 \end{array} \right) , \quad a=1,2,\ldots,24$$

$$\beta_{\binom{1}{i}} = \left(\begin{array}{c} 0 \\ \hline \ldots 1 \ldots 0 \end{array} \right)$$ – матрица с одним ненулевым элементом 1 на i-ом столбце в последней строке, $i=1,2,\ldots,5$ /1/

$$\beta_{\binom{i}{1}} = \beta^T_{\binom{1}{i}}$$

$$\beta_h = \mathrm{diag}\left(-\frac{1}{4},-\frac{1}{4},-\frac{1}{4},-\frac{1}{4},-\frac{1}{4} \,\Big|\, -\frac{5}{4}\right).$$

Здесь через $\lambda_a^{(5)}$ обозначаются обычные матрицы Гелл-Манна для $SU(5)$.

В базисном представлении 6 мы можем выбрать генераторы подгруппы $SU(3)_c$, $SU(2)_w$ и электрического заряда Q следующим образом:

$$T_1^c = \frac{1}{2}\beta_1, \quad T_2^c = \frac{1}{2}\beta_2, \ldots, \quad T_8^c = \frac{1}{2}\beta_8 ,$$

$$I_1^w = \frac{1}{2}\beta_{22}, \quad I_2^w = -\frac{1}{2}\beta_{23}, \quad I_3^w = \frac{1}{8}(\sqrt{6}\,\beta_{15} - \sqrt{10}\,\beta_{24}) \qquad /2/$$

$$Q = -\frac{1}{12}(\sqrt{6}\,\beta_{15} + 3\sqrt{10}\,\beta_{24}) = \mathrm{diag}\left(-\frac{1}{3},-\frac{1}{3},-\frac{1}{3},0,1 \,|\, 0\right).$$

Слабый гиперзаряд Y^w, связанный с Q уравнением

$$Q = I^w + \frac{Y^w}{2},$$

имеет вид: $$Y^w = -\frac{\sqrt{10}}{4}\left(\sqrt{\frac{5}{3}}\,\beta_{15} + \beta_{24}\right) = \mathrm{diag}\left(-\frac{2}{3},-\frac{2}{3},-\frac{2}{3},1,1 \,|\, 0\right).$$

Как было показано в[5,7], подходящими представлениями группы ($SU(5|1)$ для кварков и лептонов являются представления 16, 31 и 32, которые описываются полностью градуированно-антисимметричными спинорами второго, четвертого и пятого /или высшего/ ранга соответственно:

$$\psi_{AB} = -(A,B)\,\psi_{BA} ,$$

$$\psi_{ABCD} = -(A,B)\,\psi_{BACD} = \dots ,$$

$$\psi_{ABCDE} = -(A,B)\,\psi_{BACDE} = \dots ,$$

где

$$(A,B) \equiv (-1)^{(A)(B)}$$

$$(A),(B),\dots = \begin{cases} 0 \text{ для четных индексов } 1,2,3,4,5 \\ 1 \text{ для нечетного индекса } 6. \end{cases}$$

По отношению к редукции $SU(5|1) \supset SU(5)\times U(1)_H$, где H - генератор, соответствующий матрице β_h, эти представления имеют следующее разложение:

$$16 = 10(H=-\frac{1}{4}) + 5(H=-\frac{3}{4}) + 1(H=-\frac{5}{4})$$

$$31 = 10(H=-\frac{3}{2}) + \overline{10}(H=-1) + 5(H=-2) + \bar{5}(H=-\frac{1}{2}) + 1(H=-\frac{5}{2})$$

$$32 = 10(H=-\frac{17}{8}) + \overline{10}(H=-\frac{13}{8}) + 5(H=-\frac{21}{8}) + \bar{5}(H=-\frac{9}{8}) + 1(H=-\frac{25}{8}) + 1(H=-\frac{5}{8}).$$

Таким образом, кварки и лептоны могут быть отнесены к разным компонентам мультиплета 16 как одно поколение, или мультиплета 31 или 32 как два разных поколения обычной модели $SU(5)$.

Рассмотрим теперь барион-несохраняющие распады в рамках схемы симметрии $SU(5|1)$. Так как наиболее важными операторами в эффективном гамильтониане для этих процессов являются операторы с минимальной размерностью /9,10/ /и с подходящими квантовыми числами/, эти операторы можно получить из $SU(5|1)$ -инвариантного четырехфермионного взаимодействия общего вида:

$$\mathcal{H}_{eff} = \sum_{I,\ell} g(\ell)\,\frac{1}{\eta(I)}\,\mathcal{J}_{\ell\tilde{I}}\,\mathcal{J}^{\ell}_{I} \quad .$$

где

$$\mathcal{J}_{\ell I} = \bar{\psi}^{AB}\,\Gamma_\ell\,(\beta_I)^C_A\,\psi_{BC} \qquad /4/$$

для представления 16,

$$\mathcal{J}_{\ell I} = \bar{\psi}^{ABCD}\,\Gamma_\ell\,(\beta_I)^E_A\,\psi_{DCBE} \qquad /5/$$

для представления 31, и

$$\mathcal{J}_{\ell I} = \bar{\psi}^{ABCDE}\,\Gamma_\ell\,(\beta_I)^F_A\,\psi_{EDCBF} \qquad /6/$$

для представления 32,

Γ_ℓ - шестнадцать матриц Дирака $1, \gamma_\mu, \gamma_\mu\gamma_\nu, \gamma_5, \gamma_5\gamma_\mu$; $\eta(I)$ - коэффициенты, появляющиеся в суперследе от $\beta_I\beta_K$ /8/:

$$\mathrm{STr}\,\beta_I\,\beta_K = \eta(I)\,\delta_{\tilde{I}K}$$

с $\tilde{I} = I$ для $I = 1,2,\dots,24,h$

$$\binom{\tilde{I}}{1} = \binom{1}{i}; \qquad \binom{\tilde{I}}{i} = \binom{i}{1},$$

$g(\ell)$ – некоторые константы.

Из /3/-/6/ можно получить правила сумм для ширин распада барионов, которые, вообще говоря, будут зависеть от представления кварков и лептонов в $SU(5|1)$.

а/ Представление 16. В этом случае согласно идентификации /2/ имеем следующее распределение кварков и лептонов:

$$\psi_{\alpha\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma} u^{C\gamma}_L, \quad \psi_{\alpha 4} = \frac{1}{\sqrt{2}} d_{\alpha L}, \quad \psi_{\alpha 5} = \frac{1}{\sqrt{2}} u_{\alpha L}, \quad \psi_{\alpha 6} = \frac{1}{\sqrt{2}} d_{\alpha R},$$
$$\psi_{45} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^C_L, \quad \psi_{46} = \frac{1}{\sqrt{2}} \nu^C_R, \quad \psi_{56} = -\frac{1}{\sqrt{2}} e^C_R, \quad \psi_{66} = \nu^C_L. \qquad /7/$$

Здесь $\alpha, \beta, \gamma = 1,2,3$ – цветные $SU(3)$ индексы, C означает зарядовое сопряжение, u, d, e, ν – анокварк, катокварк, отрицательно заряженный лептон и нейтрино в каждом поколении соответственно.

Подставляя /7/ в /3/ и /4/, получаем:

$$\mathcal{H}_{eff} = \epsilon^{\alpha\beta\gamma}\epsilon^{ij}\bar{u}^C_{\gamma L}\gamma_\mu q_{i\beta L}\cdot[g_1 \bar{e}^C \gamma^\mu q_{j\alpha L} + g_2 \bar{d}^C_{\alpha L}\gamma^\mu \ell_{jL}] + \qquad /8/$$
$$+\{\ldots\} + h.c.,$$

где q_{iL} и ℓ_{iL} $(i=1,2) - SU(2)_W$ – дублеты левовинтовых кварков и лептонов,

$$q_{iL} = \binom{u}{d}_L, \quad \ell_{iL} = \binom{e}{\nu}_L$$

$\{\ldots\}$ означает барион- и лептон-сохраняющую часть, которая нас здесь не интересует.

При выводе формулы /8/ было использовано соотношение полноты для матриц β_I /8/:

$$\sum_I \frac{1}{\eta(I)} (\beta_{\tilde{I}})^C_A (\beta_I)^F_D = (-1)^C \delta^F_A \delta^C_D - \frac{1}{4}\delta^C_A \delta^F_D,$$

а также тождества для спиноров Дирака с определенной спиральностью:

$$\gamma_5 A_{\substack{L\\R}} = \mp A_{\substack{L\\R}}, \quad \bar{A}_{\substack{L\\R}} B_{\substack{L\\R}} = 0, \quad \bar{A}_{\substack{L\\R}}\gamma_\mu\gamma_\nu B_{\substack{L\\R}} = 0, \quad \bar{A}^C_L \gamma_\mu B_L = -\bar{B}^C_R \gamma_\mu A_R.$$

При помощи теоремы Фирца мы можем преобразовать /8/ к более удобному виду:

$$\mathcal{H}_{eff} = \epsilon^{\alpha\beta\gamma}\epsilon^{ij}[k_1 \bar{u}^C_{\alpha L} e_R \cdot \bar{q}^C_{i\beta R} q_{j\gamma L} + k_2 \bar{q}^C_{\alpha R}\ell_{jL}\cdot \bar{d}^C_{\beta L} u_{\gamma R}] + \qquad /9/$$
$$+\{\ldots\} + h.c.$$

Уравнение /9/ получено для одного поколения. Оно может быть легко обобщено для произвольного числа поколений, а именно:

$$\mathcal{H}_{eff} = \epsilon^{\alpha\beta\gamma}\epsilon^{ij}\sum_{(abcd)}[k_1^{(abcd)}\bar{u}^C_{\alpha L}(a)\ell_R(b)\cdot\bar{q}^C_{i\beta R}(c)q_{j\gamma L}(d)+ \quad /10/$$

$$+k_2^{(abcd)}\bar{q}^C_{i\alpha R}(a)\ell_{jL}(b)\bar{d}^C_{\beta L}(c)u_{\gamma R}(d)]+\{\ldots\}+h.c.$$

Индексы a , b , c , d указывают номер поколения. Подходящим выбором комбинаций (acd) можно получить члены, ответственные за барион-несохраняющие процессы с $\Delta S=0,1,2$ и отсюда соотношения между ширинами распада, которые оказываются такими же, что и в теории объединения /9-11/:

Для распадов с $\Delta S=0$:

$$\Gamma(p\to\pi^o\ell^+_L)=\frac{1}{2}\Gamma(n\to\pi^-\ell^+_L), \quad /11/$$

$$\Gamma(p\to\pi^o\ell^+_R)=\frac{1}{2}\Gamma(n\to\pi^-\ell^+_R)=\frac{1}{2}\Gamma(p\to\pi^+\tilde{\nu})=\Gamma(n\to\pi^o\tilde{\nu}), \quad /12/$$

$$\Gamma(\Sigma^+\to\tilde{K}^o\ell^+_L)=2\Gamma(\Sigma^o\to K^-\ell^+_L), \quad /13/$$

$$\Gamma(\Lambda\to K^-\ell^+_R)=\Gamma(\Lambda\to\tilde{K}^o\tilde{\nu}), \quad /14/$$

$$\Gamma(\Sigma^+\to\tilde{K}^o\ell^+_R)=2\Gamma(\Sigma^o\to K^-\ell^+_R)=2\Gamma(\Sigma^o\to\tilde{K}^o\tilde{\nu})=\Gamma(\Sigma^-\to K^-\tilde{\nu}). \quad /15/$$

Для распадов с $\Delta S=1$:

$$\Gamma(\Sigma^+\to\pi^o\ell^+)=\Gamma(\Sigma^o\to\pi^-\ell^+), \quad /16/$$

$$\Gamma(\Lambda\to\pi^-\ell^+)=\Gamma(\Sigma^+\to\eta\ell^+), \quad /17/$$

$$\Gamma(\Xi^o\to\tilde{K}^o\ell^+)=0. \quad /18/$$

Для распадов с $\Delta S=2$:

$$\Gamma(\Sigma^+\to K^+\tilde{\nu})=2\Gamma(\Sigma^o\to K^o\tilde{\nu}), \quad /19/$$

$$\Gamma(\Xi^-\to\pi\bar{\nu}\tilde{\nu})=2\Gamma(\Xi^o\to\pi^o\tilde{\nu}), \quad /20/$$

$$\Gamma(\Sigma^+\to K^o\ell^+)=\Gamma(\Xi^o\to\pi^-\ell^+)=0. \quad /21/$$

б/ Представление 31. Как было упомянуто выше, это представление включает в себя два поколения /обозначены индексами a и b в последующем/ кварков и лептонов, которые можно распределить по SU(5) подмультиплетам как

$$10(a)+\bar{5}(a)+\overline{10}(b)+5(b)+1(b) \quad /22/$$

или

$$10(a)+5(a)+\overline{10}(b)+\bar 5(b)+1(b). \qquad /23/$$

При этом

$\bar 5$: $\psi_{\alpha\beta45}=\frac{1}{2\sqrt6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}d^{C\gamma}_{L}$, $\psi_{\alpha\beta\gamma4}=-\frac{1}{2\sqrt6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}e_{L}$, $\psi_{\alpha\beta\gamma5}=-\frac{1}{2\sqrt6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\nu_{L}$,

$\overline{10}$: $\psi_{\alpha456}=\frac{1}{2\sqrt6}u_{\alpha R}$, $\psi_{\alpha\beta46}=-\frac{1}{2\sqrt6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}u^{C\gamma}_{R}$, $\psi_{\alpha\beta56}=\frac{1}{2\sqrt6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}d^{C\gamma}_{R}$,

$$\psi_{\alpha\beta\gamma6}=\frac{1}{2\sqrt6}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}e_{R} \qquad /24/$$

10: $\psi_{\alpha\beta66}=\frac{1}{2\sqrt3}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}u^{C\gamma}_{L}$, $\psi_{\alpha466}=\frac{1}{2\sqrt3}d_{\alpha L}$, $\psi_{\alpha566}=\frac{1}{2\sqrt3}u_{\alpha L}$,

$\psi_{4566}=\frac{1}{2\sqrt3}e^{C}_{L}$

5: $\psi_{\alpha666}=\frac{1}{2}d_{\alpha R}$, $\psi_{4666}=\frac{1}{2}\nu^{C}_{R}$, $\psi_{5666}=-\frac{1}{2}e^{C}_{R}$,

1: $\psi_{6666}=\nu_{R}$.

Подставляя /24/ в /5/ и /3/, получаем после некоторых преобразований:

$$\mathcal{H}_{eff}=\epsilon^{\alpha\beta\gamma}\epsilon^{ij}\{k_1\{[\bar q^{C}_{i\alpha R}(a)\ell_{jL}(a)\bar d^{C}_{\beta L}(a)u_{\gamma R}(a)-\bar u^{C}_{\alpha L}(a)e_{R}(a)\bar q^{C}_{i\beta R}(a)\bar q^{C}_{j\gamma L}(a)] \qquad /25/$$

$$+k_2[\bar q^{C}_{i\alpha R}(b)\ell_{jL}(a)\bar d^{C}_{\beta L}(a)u_{\gamma R}(b)-\bar u^{C}_{\alpha L}(b)e_{R}(a)\bar q^{C}_{i\beta R}(a)q_{j\gamma L}(b)]+$$

$$+(a\leftrightarrow b)\}+\{\ldots\}+h.c.$$

для случая /22/, и

$$\mathcal{H}_{eff}=\epsilon^{\alpha\beta\gamma}\epsilon^{ij}\{k_1[\bar q^{C}_{i\alpha R}(a)\ell_{jL}(b)\bar d^{C}_{\beta L}(b)u_{\gamma R}(a)-\bar u^{C}_{\alpha L}(a)e_{R}(a)\bar q^{C}_{i\beta R}(a)q_{j\gamma L}(a)]$$

$$+k_2[\bar q^{C}_{i\alpha R}(b)\ell_{jL}(b)\bar d^{C}_{\beta L}(b)u_{\gamma R}(b)-\bar u^{C}_{\alpha L}(b)e_{R}(a)\bar q^{C}_{i\beta R}(a)q_{j\gamma L}(b)]+ \qquad /26/$$

$$+(a\leftrightarrow b)+\{\ldots\}+h.c.$$

для случая /23/.

Беря a и b как два первых поколения

$(a)\equiv u,d,\nu_e,e$, $\quad (b)\equiv c,s,\nu_\mu,\mu$,

имеем из /25/:

$$\mathcal{H}_{eff}=\epsilon^{\alpha\beta\gamma}\{k_1[(\bar u^{C}_{\alpha R}e_{L}-\bar d^{C}_{\alpha R}\nu_{eL})\bar d^{C}_{\beta L}u_{\gamma R}-\bar u^{C}_{\alpha L}e_{R}(\bar u^{C}_{\beta R}d_{\gamma L}-\bar d^{C}_{\beta R}u_{\gamma L})]+$$

$$+k_2[(\bar{c}^C_{\alpha R}e_L-\bar{s}^C_{\alpha R}\nu_{eL})\bar{d}^C_{\beta L}c_{\gamma R}-\bar{c}^C_{\alpha L}e_R(\bar{u}^C_{\beta R}s_{\gamma L}-\bar{d}^C_{\beta R}c_{\gamma L})]+ \qquad /27/$$

$$+(u\leftrightarrow c\ ,\ d\leftrightarrow s\ ,\ e\leftrightarrow\mu\ )\}+\{\ldots\}+h.c.$$

и из /26/:

$$\mathcal{H}_{eff}=\epsilon^{\alpha\beta\gamma}\{k_1[(\bar{u}^C_{\alpha R}\mu_L-\bar{d}^C_{\alpha R}\nu_{\mu L})\bar{s}^C_{\beta L}u_{\gamma R}-\bar{u}^C_{\alpha L}e_R(\bar{u}^C_{\beta R}d_{\gamma L}-\bar{d}^C_{\beta R}u_{\gamma L})]+$$

$$+k_2[(\bar{c}^C_{\alpha R}\mu_L-\bar{s}^C_{\alpha R}\nu_{\mu L})\bar{s}^C_{\beta L}c_{\gamma R}-\bar{c}^C_{\alpha L}e_R(\bar{u}^c_{\beta R}s_{\gamma L}-\bar{d}^C_{\beta R}c_{\gamma L})] \qquad /28/$$

$$+(u\leftrightarrow c\ ,\ d\leftrightarrow s\ ,\ e\leftrightarrow\mu\ )\}+\{\ldots\}+h.c.$$

Пусть нас интересует распад неочарованных барионов. Тогда из /27/ и /28/ можно видеть, что часть гамильтониана, ответственная за этот распад, имеет соответственно следующую ароматную SU(3) структуру:

$$\mathcal{H}_{eff}=A_{[12]1}\,e_L-A_{[12]2}\,\nu_{eL}-r\,A_{[31]1}\mu_L+r\,A_{[31]2}\nu_{\mu L}+$$

$$+B_{[12]1}\,e_R-\frac{1}{2}r\,B_{[31]1}\mu_R+\ldots \qquad /29/$$

и $$\mathcal{H}_{eff}=C_{[12]1}e_L-C_{[12]2}\nu_{eL}-\frac{1}{r}C_{[31]1}\mu_L+\frac{1}{r}C_{[31]2}\nu_{\mu L}+$$

$$+D_{[12]1}e_R-\frac{1}{2}r\,D_{[31]1}\mu_R+\ldots, \qquad /30/$$

где $A_{[ij]k}$,... –SU(3) спиноры третьего ранга, антисимметричные по индексам i , j , r – некоторая константа.

Используя параметризацию вида

$$\langle M_a|T_{[ij]k}|B_b\rangle=\alpha^T\cdot\epsilon_{ijk}\delta_{ab}+\epsilon_{ij\ell}(\beta^T\cdot if_{abc}+\gamma^T d_{abc})(\lambda_c)^{\ell}_{k}, \qquad /31/$$

мы можем выразить амплитуды распада ($B_b\to M_a\ell$) через константы α, β , γ и r и отсюда получить различные соотношения между ширинами распада. Окончательные результаты следующие:

- уравнения /11/–/21/ остаются неизменными,
- все распады с $\Delta S=0$, включающие μ^+ и $\tilde{\nu}_\mu$, а также все распады с $\Delta S=1$, включающие e^+ и $\tilde{\nu}_e$, запрещены:

$$\Gamma(p\to\pi^0\mu^+)=0,\quad \Gamma(n\to\pi^-\mu^+)=0,\quad \Gamma(\Sigma^+\to\bar{K}^0\mu^+)=0,\ldots$$

$$\Gamma(p\to\pi^+\tilde{\nu}_\mu)=0,\quad \Gamma(n\to\pi^0\tilde{\nu}_\mu)=0,\quad \Gamma(\Sigma^-\to K^-\tilde{\nu}_\mu)=0,\ldots \qquad /32/$$

$$\Gamma(p\to K^+\tilde{\nu}_e)=0,\quad \Gamma(n\to K^0\tilde{\nu}_e)=0,\quad \Gamma(\Sigma^+\to\pi^+\tilde{\nu}_e)=0,\ldots$$

$$\Gamma(p\to K^0e^+)=0,\quad \Gamma(\Sigma^+\to\pi^0e^+)=0,\ldots$$

- для распадов с $\Delta S=1$, включающих μ^+ и $\tilde{\nu}_\mu$:

$$\Gamma(p\to K^+\tilde{\nu}_\mu)=\Gamma(\Xi^-\to K^-\tilde{\nu}_\mu),$$
$$\Gamma(n\to K^\circ\tilde{\nu}_\mu)=\Gamma(\Sigma^-\to\pi^-\tilde{\nu}_\mu),$$
$$\Gamma(\Sigma^+\to\pi^+\tilde{\nu}_\mu)=\Gamma(\Xi^\circ\to\tilde{K}^\circ\tilde{\nu}_\mu), \qquad /33/$$
$$\Gamma(\Lambda\to\pi^\circ\tilde{\nu}_\mu)=\frac{1}{2}\Gamma(\Lambda\to\pi^-\mu^+_R)=\frac{1}{2}\Gamma(\Sigma^+\to\eta\,\mu^+_R)$$
$$\Gamma(n\to K^\circ\tilde{\nu}_\mu)+\Gamma(\Sigma^+\to\pi^+\tilde{\nu}_\mu)=2\Gamma(\Sigma^\circ\to\pi^\circ\tilde{\nu}_\mu)+\Gamma(\Sigma^+\to\pi^\circ\mu^+_R).$$

- все распады с $\Delta S=2$ запрещены:

$$\Gamma(\Sigma^+\to K^\circ\ell^+)=0,\qquad \Gamma(\Xi^\circ\to\pi^-\ell^+)=0 \qquad /34/$$
$$\Gamma(\Sigma^+\to K^+\tilde{\nu})=0,\qquad \Gamma(\Xi^-\to\pi^-\tilde{\nu})=0,\dots$$

Уравнения /32/-/34/ имеют место в обоих случаях /22/ и /23/.

Кроме того, существует одно соотношение между ширинами распада с $\Delta S=0$ и $\Delta S=1$, которое различает два случая /22/ и /23/, а именно:

$$\frac{\Gamma(p\to K^\circ\mu^+_R)}{\Gamma(\Sigma^+\to\tilde{K}^\circ e^+_R)}=\frac{4\Gamma(p\to K^\circ\mu^+_L)}{\Gamma(\Sigma^+\to\tilde{K}^\circ e^+_L)} \qquad /35/$$

в случае /22/, и

$$\frac{\Gamma(p\to K^\circ\mu^+_R)}{\Gamma(\Sigma^+\to\tilde{K}^\circ e^+_R)}=\frac{\Gamma(\Sigma^+\to\tilde{K}^\circ e^+_L)}{4\Gamma(p\to K^\circ\mu^+_L)} \qquad /36/$$

в случае /23/.

в/ Представление 32. Два поколения кварков и лептонов в этом представлении можно распределить по SU(5)-подмультиплетам как

$$10(a)+\bar{5}(a)+1(a)+\overline{10}(b)+5(b)+1(b) \qquad /37/$$

или

$$10(a)+5(a)+1(a)+\overline{10}(b)+\bar{5}(b)+1(b). \qquad /38/$$

При этом

$$1:\ \psi_{\alpha\beta\gamma45}=\frac{1}{2\sqrt{30}}\nu^C_L\ ,$$
$$\bar{5}:\ \psi_{\alpha\beta456}=\frac{1}{2\sqrt{30}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}d^{C^\gamma}_L\ ,\ \psi_{\alpha\beta\gamma45}=-\frac{1}{2\sqrt{30}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}e_L\ ,\ \psi_{\alpha\beta\gamma56}=-\frac{1}{2\sqrt{30}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\nu_L\ ,$$
$$\overline{10}:\ \psi_{\alpha4566}=\frac{1}{2\sqrt{15}}u_{\alpha R}\ ,\ \psi_{\alpha\beta466}=-\frac{1}{2\sqrt{15}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}u^{C\gamma}_R\ ,\ \psi_{\alpha\beta566}=\frac{1}{2\sqrt{15}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}d^{C\gamma}_R\ ,$$
$$\psi_{\alpha\beta\gamma66}=\frac{1}{2\sqrt{15}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}e_R\ ,$$

10: $\psi_{\alpha\beta 666} = \frac{1}{2\sqrt{5}}\epsilon_{\alpha\beta\gamma} u^{C\gamma}_{L}$, $\psi_{\alpha 4666} = \frac{1}{2\sqrt{5}} d_{\alpha L}$, $\psi_{\alpha 5666} = \frac{1}{2\sqrt{5}} u_{\alpha L}$,

$\psi_{45666} = \frac{1}{2\sqrt{5}} e^{C}_{L}$

5: $\psi_{\alpha 6666} = \frac{1}{\sqrt{5}} d_{\alpha R}$, $\psi_{46666} = \frac{1}{\sqrt{5}} \nu^{C}_{R}$, $\psi_{56666} = -\frac{1}{\sqrt{5}} e^{C}_{R}$

1: $\psi_{66666} = \nu_{R}$.

Уравнения /3/, /6/ и /39/ приводят к тем же выражениям для $\mathcal{H}_{eff}$, что и в 6/, а именно /25/ для случая /37/ и /26/ для случая /38/. Таким образом, соотношения между ширинами распада, полученные для этого представления, идентичны с соотношениями для представления 31.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ne'eman Y. Phys.Lett., 1979, 81B, p.190.
2. Fairlie D.B. J.Phys., 1979, G5, p.155.
3. Squires E.J. Phys.Lett., 1979, 82B, p.395.
4. Bedding S. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p.59.
5. Taylor J.G. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.824.
6. Dondi P.H., Jarvis P.D. Phys.Lett., 1979, 84B, p.75.
7. Dondi P.H., Jarvis P.D. Z.Phys., 1980, C4, p.201.
8. Dao Vong Duc, Nguyen Thi Hong. On the Supergroup and its Superfield Representations. Subm. to Ann.Inst. Henri Poincaré.
9. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1566.
10. Wilczek F., Zee A. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1579.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 ноября 1981 года.