

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2949/82

28/VI-82

P2-82-274

+

Дао Вонг Дык, Нгуен Тхи Хонг

ЗАПРЕЩЕННЫЕ НУКЛОННЫЕ РАСПАДЫ
В МОДЕЛИ СУПЕРОБЪЕДИНЕНИЯ $SU(5/1)$

1982

В некоторых работах /1-7/ рассматривается модель объединения сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, основанная на суперкалибровочной группе SU(5|1). Данная модель имеет некоторые привлекательные особенности; в частности, она приводит к такой классификации частиц, при которой хиггсовские мезоны являются разными компонентами калибровочных полей наряду с обычными векторными мезонами.

В настоящем сообщении мы выводим некоторые следствия для нуклонных распадов, вытекающие из теории суперобъединения SU(5|1), которые наряду с другими могли бы быть использованы для экспериментальной проверки теории.

В наших предыдущих работах /8,9/ представления супергруппы SU(5|1) рассматриваются на основе обобщенных 6x6 матриц Гелл-Манна, имеющих вид

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

$$\xi_i = \left(\begin{array}{c|c} 0 & 0 \\ \hline \dots 1 \dots & 0 \end{array} \right),$$

$$\eta^i = \xi_i^T = \left(\begin{array}{c|c} 0 & \vdots \\ \hline 0 & 1 \\ \hline 0 & 0 \end{array} \right)^{(i)}$$

/1/

$$\beta_h = -\frac{1}{4} \text{diag} (1, 1, 1, 1, 1 | 5),$$

где λ_a - обычные матрицы Гелл-Манна для SU(5).

Как было показано в /5,7,9/ подходящими представлениями для кварков и лептонов являются 16, 31 и 32, которые описываются полностью градуированно-антисимметричными спинорами второго, четвертого и пятого ранга соответственно. По отношению к редукции

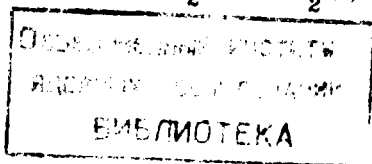
$$SU(5|1) \supset SU(5) \times U(1)_H,$$

/2/

где H - генератор, соответствующий матрице β_h , эти представления имеют следующие разложения:

$$\underline{16} = 10 \left(-\frac{1}{4}\right) + 5 \left(-\frac{3}{4}\right) + 1 \left(-\frac{5}{4}\right),$$

$$\underline{31} = 10 \left(-\frac{3}{2}\right) + \overline{10}(-1) + 5(-2) + \overline{5} \left(-\frac{1}{2}\right) + 1 \left(-\frac{5}{2}\right),$$



$\underline{32} = 10(-\frac{17}{8}) + \overline{10}(-\frac{13}{8}) + 5(-\frac{21}{8}) + \overline{5}(-\frac{9}{8}) + 1(-\frac{25}{8}) + 1(-\frac{5}{8}), /3/$
 где в скобках указаны собственные значения H .

Таким образом, кварки и лептоны могут быть объединены в супермультиплет $\underline{16}$ по одному поколению или в супермультиплет $\underline{31}$ или $\underline{32}$ по два разных поколения обычной модели $SU(5)$.

Покажем, что из H -инвариантности следует, что многие нуклонные распады запрещены, причем этот результат не зависит от характера нарушения симметрии $SU(5)$, содержащейся в $SU(5|1)$.

Рассмотрим каждое представление в отдельности.

A. Представление 16. В этом представлении кварки и лептоны распределяются по $SU(5)$ -подмультиплетам следующим образом:

$$\underline{10}: u_L^C, d_L, u_L, e_L^C,$$

$$\underline{5}: d_R^C, \nu_R^C, e_R^C,$$

/4/

$$\underline{1}: \nu_L^C,$$

где u, d, e, ν - соответственно анокварк, катокварк, отрицательно заряженный лептон и нейтрино в каждом представлении, C означает зарядовое сопряжение.

Так как протон и нейтрон имеет кварковую структуру:

$$p \sim uud, \quad n \sim ddu,$$

/5/

то согласно /3/ и /4/ они обладают следующим спектром возможных значений H :

$$H_p = -\frac{5}{4}, -\frac{3}{4}, -\frac{1}{4}, \frac{1}{4},$$

$$H_n = -\frac{7}{4}, -\frac{5}{4}, -\frac{3}{4}, -\frac{1}{4}.$$

/6/

Аналогично мезоны, имеющие кварковую структуру:

$$\pi^+ \sim d^C u, \quad \pi^0 \sim (u^C u - d^C d), \quad \pi^- \sim u^C d,$$

$$K^+ \sim s^C u, \quad K^- \sim u^C s, \quad K^0 \sim s^C d, \quad \bar{K}^0 \sim d^C s,$$

/7/

$$\eta \sim (2s^C s - u^C u - d^C d),$$

обладают H -спектром:

$$H_{\pi^+, K^+} = 0, \frac{1}{2}, 1,$$

$$H_{\pi^-, K^-} = -1, -\frac{1}{2}, 0,$$

$$H_{\pi^0, K^0, \bar{K}^0, \eta} = -\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}.$$

/8/

Из /6/ и /8/ следует, что Н-инвариантность запрещает процессы распада протона и нейтрона на лептоны (ℓ^-, ν) и мезон:

$$p \not\rightarrow \pi^+ \nu, \quad p \not\rightarrow \pi^0 \nu, \quad p \not\rightarrow \eta \nu, \quad p \not\rightarrow \pi^+ \ell^-,$$

$$n \not\rightarrow K^+ \nu, \quad n \not\rightarrow K^0 \nu, \quad n \not\rightarrow \bar{K}^0 \nu, \quad n \not\rightarrow K^+ \ell^-.$$

/9/

Отметим, что аналогичные распады /с несохранением В-Л / с большим числом мезонов не запрещены по Н-инвариантности:

$$p \rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu, \quad p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \ell^-, \quad n \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu, \quad n \rightarrow \pi^+ \pi^- \nu.$$

$$n \rightarrow \pi^+ \pi^0 \ell^-, \dots$$

Б. Представление 31. Два поколения а и б кварков и лептонов, реализующих это представление, распределяются по SU(5)-подмультиплетам следующим образом:

$$\underline{31} = \underline{10}(a) + \underline{5}(a) + \underline{1}(a) + \underline{10}(b) + \underline{5}(b).$$

Беря

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

/10/

имеем

$$\underline{10}: u_L^C, d_L, u_L, e_L^C,$$

$$\underline{5}: d_L^C, e_L, \nu_{eL},$$

$$\underline{1}: \nu_{eR},$$

/11/

$$\underline{10}: c_R, c_R^C, s_R^C, \mu_R,$$

$$\underline{5}: s_R, \nu_{\mu R}^C, \mu_R^C.$$

Из /3/, /5/, /7/, /11/ мы получаем следующий спектр возможных значений Н для нуклонов и мезонов:

$$H_p = -\frac{9}{2}, -\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{7}{2},$$

$$H_n = -\frac{9}{2}, -\frac{5}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2},$$

$$H_{\pi^+} = -2, 0, 1, 3,$$

$$H_{\pi^-} = -3, -1, 0, 2,$$

$$H_{\pi^0, \eta} = -3, -2, 0, 2, 3,$$

$$H_{K^+} = -\frac{5}{2}, \frac{1}{2}, \frac{7}{2},$$

/12/

$$H_{K^-} = -\frac{7}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{5}{2},$$

$$H_{K^0, \bar{K}^0} = -\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2}.$$

Из /12/ следует, что N-инвариантность запрещает процессы распада следующих типов:

$$N \not\rightarrow X(S=0) \mu^\pm,$$

/13а/

например, $p \not\rightarrow \pi^0 \mu^+$, $n \not\rightarrow \pi^- \mu^+$, $n \not\rightarrow \pi^+ \mu^-$, $p \not\rightarrow \pi^+ \pi^+ \mu^-$,
 $p \not\rightarrow \pi^+ \pi^0 \mu^-$, ... ;

$$N \not\rightarrow X(S=0) \nu_\mu, \quad N \not\rightarrow X(S=0) \bar{\nu}_\mu,$$

/13б/

например, $p \not\rightarrow \pi^+ \nu_\mu$, $p \not\rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\mu$, $n \not\rightarrow \pi^0 \nu_\mu$, $n \not\rightarrow \pi^0 \bar{\nu}_\mu$,
 $p \not\rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu_\mu$, ... ;

$$N \not\rightarrow X(S = \pm 1) e^\pm,$$

/13в/

например, $p \not\rightarrow K^0 e^+$, $p \not\rightarrow \bar{K}^0 e^+$, $n \not\rightarrow K^+ e^-$, $n \not\rightarrow K^- e^+$,
 $p \not\rightarrow K^0 \pi^0 e^+$, $n \not\rightarrow K^0 \pi^+ e^-$, ... ;

$$N \not\rightarrow X(S = \pm 1) \nu_e, \quad N \not\rightarrow X(S = \pm 1) \bar{\nu}_e,$$

/13г/

например, $p \not\rightarrow K^+ \nu_e$, $p \not\rightarrow K^+ \bar{\nu}_e$, $n \not\rightarrow K^0 \nu_e$, $n \not\rightarrow \bar{K}^0 \nu_e$,
 $n \not\rightarrow K^0 \bar{\nu}_e$, $n \not\rightarrow \bar{K}^0 \bar{\nu}_e$, $p \not\rightarrow K^+ \pi^0 \nu_e$, $n \not\rightarrow K^- \pi^+ \nu_e$,

Если вместо /10/ выбрать

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

/14/

то вместо /12/ получаем

$$H_p = -4, -2, -1, 0, 1, 3,$$

$$H_n = -5, -3, -2, 0, 1, 3,$$

$$H_{\pi^+} = -2, 0, 1, 3,$$

$$H_{\pi^-} = -3, -1, 0, 2,$$

/15/

$$H_{\pi^0, \eta} = -3, -2, 0, 2, 3,$$

$$H_{K^+} = -\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2},$$

$$H_{K^-} = -\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{3}{2},$$

$$H_{K^0, \bar{K}^0} = -\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{5}{2}.$$

Однако результаты /13/ остаются при этом неизменными. Отметим, что результаты /13/ находятся в согласии с гипотезой Kinship /10/, которая предполагает, что перекрестная связь между поколениями очень мала.

В. Представление 32. Два поколения кварков и лептонов, реализующих это представление, распределяются по SU(5)-подмультплетам следующим образом:

$$32 = \underline{10}(a) + \underline{5}(a) + \underline{1}(a) + \underline{10}(b) + \underline{5}(b) + \underline{1}(b).$$

Поступая аналогично предыдущему, получаем

$$8H_p = -51, -25, -17, 9, 17, 43,$$

$$8H_n = -51, -25, -17, 1, 9, 35,$$

$$8H_{\pi^+} = -26, 0, 8, 34,$$

$$8H_{\pi^-} = -34, -8, 0, 26,$$

/16/

$$8H_{\pi^0, \eta} = -34, -26, 0, 26, 34,$$

$$8H_{K^+} = -30, 4, 38,$$

$$8H_{K^-} = -38, -4, 30,$$

$$8H_{K^0, \bar{K}^0} = +30, -4, 4, 30$$

для

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

и

$$8N_p = -47, -21, -13, 5, 13, 39,$$

$$8N_n = -55, -29, -21, 5, 13, 39,$$

$$8N_{\pi^+} = -26, 0, 8, 33,$$

$$8N_{\pi^-} = -33, -8, 0, 26, \quad /17/$$

$$8N_{\pi^0, \eta} = -33, -26, 0, 26, 33,$$

$$8N_{K^+} = -22, 4, 30,$$

$$8N_{K^-} = -30, -4, 22,$$

$$8N_{K^0, \bar{K}^0} = -30, -4, 4, 30$$

для

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

Оба случая /16/ и /17/ приводят к следующему общему результату:

- запрещены процессы, представленные в /13а/-/13г/;

- запрещены также процессы

$$p \not\rightarrow \pi^+ \nu_{eL}, \quad p \not\rightarrow K^+ \nu_{\mu L}, \quad n \not\rightarrow \pi^0 \nu_{eL}, \quad n \not\rightarrow \eta \nu_{eL},$$

$$n \not\rightarrow K^0 \nu_{\mu L}, \quad n \not\rightarrow \bar{K}^0 \nu_{\mu L}, \quad n \not\rightarrow \pi^+ e, \quad n \not\rightarrow K^+ \mu \quad /18/$$

Подчеркнем, что результаты /9/, /13/, /18/ имеют место и для распадов с образованием соответствующих векторных мезонов ρ , ϕ , ω , K^* вместо π , η , K . Отметим также, что /13/ справедливо с точностью до смешивания Кабиббо между d - и s -кварками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neeman 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. Ann.Inst.Henri Poincaré (in Print), 1982, 36, No.2.
9. Дао Вонг Дык, Нгуен Тхи Хонг. ОИЯИ, P2-81-724, Дубна, 1981.
10. Wilczek F., Zee A. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1571.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1982 года.