Письма в ЖЭТФ, том 39, вып,6, стр. 280 – 282 *25 марта 1984 г.*

ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ РЕШЕНИЯ ТРИПЛЕТ-ДУБЛЕТНОЙ ПРОБЛЕМЫ

Н.В.Красников

Предложена суперсимметричная $SU(5)$-модель великого объединения, в которой естественно решается триплет-дублетная проблема. Обсуждаются обобщения модели на случай $SO(10)$ и $SU(n)$ калибровочных групп.

Как известно, триплет-дублетная проблема вместе с проблемой иерархий является одной из наиболее важных и интересных проблем в теории великого объединения [1]. Суперсимметричные модели великого объединения [2] позволяют решить эту проблему технически (т.е., если триплет-дублетная проблема решена на древесном уровне, то учет радиационных поправок не меняет ситуацию). Вкратце триплет-дублетная проблема состоит в следующем. Массы кварков и лептонов в $SU(5)$-модели великого объединения возникают в результате юкавского взаимодействия, в котором участвует 5-плет хиггсовских полей. Относительно $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ подгруппы групп $SU(5)$ 5-плет преобразуется как

$$5 = (3.1) + (1.2)$$

Триплет (3.1) участвует в процессах с несохранением барионного числа, из ограничения на время жизни протона можно получить, что масса 3-плета $M_3 \gtrsim (10^{11} \div 10^{12})$ ГэВ [1]. Дублет же (1.2), который ответственен за электрослабое нарушение симметрии должен быть на масштабе $SU(5)$-объединения практически безмассовым. Таким образом, при первой стадии нарушения $SU(5) \to SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, которую удобно осуществлять посредством ненулевых вакуумных средних 24-плета, мы должны иметь тяжелый триплет (3.1) ($M_3 \gtrsim (10^{11} - 10^{12})$ ГэВ) и безмассовый дублет (1.2). Получить естественным путем такое гигантское расщепление масс внутри одного и того же 5-плета весьма нетривиально. В этом то и заключается триплет-дублетная проблема. В настоящее время одной из наиболее популярных моделей, в которой триплет-дублетная проблема решается более или менее естественно, является модель смешивающихся триплетов [3], в которой вводится дополнительный 50-плет. В результате смешивания триплетов, входящих в 5- и 50-плеты удается придать триплетам большие массы.

В настоящей работе мы предлагаем иной механизм решения триплет-дублетной проблемы. Мы подробно обсудим предлагаемый механизм на примере суперсимметричной $SU(5)$-модели и наметим обобщение на случай $SO(10)$ и $SU(n)$ – калибровочных групп. Помимо стандартных 24-плета Ψ^{α}_{β} и пятиплетов H_{α}, $\bar{H}^{\beta}$ введем синглетные суперполя σ и a. Обозначим приводимый 25-плет $(\Psi^{\alpha}_{\beta} + \sigma) \equiv \Phi^{\alpha}_{\beta}$. Выберем суперпотенциал в виде

$$V(\Phi, H, \bar{H}, a) = h\bar{H}\Phi H + h_1 \operatorname{Tr}\Phi^3 + h_2 a \operatorname{Tr}\Phi^2 + M_3^2 a + h_4 a^3 . \qquad (1)$$

Лагранжиан модели инвариантен относительно преобразований

$$\Phi \to -\Phi, \quad a \to -a, \quad H \to -H. \qquad (2)$$

Наличие симметрии (2) запрещает массовый член $M\bar{H}H$ в суперпотенциале (1). Уравнение для определения минимума потенциала $W = \left|\frac{\partial V}{\partial \phi_i}\right|^2$ обладает нетривиальным решением

$$\Phi = \Phi_0 \operatorname{Diag}(1, 1, 1, 0, 0),$$

$$\Phi_0^2 = \frac{-M_3^2}{3h_2 + 3h_4\left(\frac{3h_1}{2h_2}\right)^2} .$$

Это решение соответствует нарушению $SU(5) \to SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. В результате нарушения симметрии триплеты $\bar{H}_3$, H_3 приобретают массу $M_3 = h\Phi_0$, а дублеты $\bar{H}_2, H_2$ остаются на этой стадии нарушения безмассовыми. Нарушение суперсимметрии и электрослабой $SU(2) \otimes U(1)$ симметрии в этой модели можно произвести стандартным образом, вводя массовые члены, явно нарушающие суперсимметрию. Триплет-дублетная проблема решена в данной модели естественным путем (при всех значениях параметров h_i, M_3^2 суперпотенциала (1) существует решение, приводящее к тяжелым триплетам и безмассовым дублетам, т.е. необходимости в тонкой подгонке параметров не возникает).

Рассмотрим обобщение предложенной модели на случай $SO(10)$ – калибровочной группы. В качестве суперхиггсов выберем 45-плет $\phi_{[ab]}$, 10-плет H_a и 16-плеты ξ_a и $\bar{\xi}^a$. Поля материи выбираются стандартным образом в виде 3-х 16-плетов M_a. Относительно подгруппы $SU(5)\otimes U(1)$ группы $SO(10)$ мультиплеты преобразуются как

$$10 = 5(2) + 5(-2),$$

$$45 = 1(0) + 10(4) + 10(-4) + 24(0).$$

Первую стадию нарушения симметрии осуществим посредством ненулевых вакуумных средних 45-плета. Выберем ненулевые вакуумные так, чтобы

$$< 1(0) + 24(0) > = \Phi_0 \ \mathrm{Diag}\,(1, 1, 1, 0, 0). \tag{3}$$

При таком вакуумном среднем $SO(10) \to SU(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$. Рассмотрим Лагранжиан взаимодействия 45-плета $\phi_{[ab]}$ и 10-плета H_a

$$\mathcal{L} = hH_a\,\phi_{[ab]}H_b\,. \tag{4}$$

При нарушении симметрии типа (3) у триплетов H_3, $\bar{H}_3$ появляется масса $M_3 = 2h\Phi_0$, в то время как дублеты $H_2, \bar{H}_2$ остаются безмассовыми. Массовый член MH_aH_a можно запретить, наложив дискретную симметрию $H_a \to iH_a$, $\phi_{[ab]} \to -\phi_{[ab]}$. За счет ненулевых вакуумных средних $<\xi_a>$ и $<\bar{\xi}^a>$ симметрия $SU(3)\otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ нарушается до стандартной группы $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, последняя же нарушается ненулевыми вакуумными средними $<H_2>$ $<\bar{H}_2>$. Для моделей великого объединения, основанных на калибровочных группах $SU(n)$ вышеизложенный механизм работает следующим образом. В качестве простейшего примера рассмотрим $SU(8)$-модель. Для суперпотенциалов $V(\Phi) = V(-\Phi)$ (Φ^α_β – 63-плет группы $SU(8)$) существует решение $<\Phi> = \Phi_0 \mathrm{Diag}$ $(1, 1, 1, 0, 0, -1, -1, -1)$, нарушающее $SU(8)$ до $SU(3) \otimes SU(2) \otimes SU'(3) \otimes U(1) \otimes U'(1)$. Существование такого решения приводит к тому, что при нарушении электрослабой симметрии 8-плетами $H_8, \bar{H}_8$ наличие взаимодействия вида $h\bar{H}_8\Phi H_8$ приводит к тому, что триплеты приобретают массу $M_3 = h\Phi_0$, в то время как дублет останется безмассовым.

Автор благодарен В.А.Матвееву и А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения.

Литература

1. В качестве обзора см., например: *Langacker P.* Phys. Rep. 1981, 72C, 185.
2. *Dimopoulos S., Georgi H.* Nucl. Phys.,1981, **B193**, 150; *Sakai N.* Zeitscr für Physik , 1982, **C11**, 153.
3. *Grinstein B.* Nucl. Phys. , 1982, **B206**, 387; *Masiero A., Nanopoulos D., Tamvakis K., Yanagida Y.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 380.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 января 1984 г.