

## О СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ЕДИНЫХ ТЕОРИЯХ

М.И.Высоцкий

Рассмотрено суперсимметричное (суси) обобщение  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  схемы. Хиггсов сектор при низких энергиях ( $\leq 1$  ТэВ) практически с необходимостью содержит два  $SU(2)$  дублета  $H$  и  $H'$  и нейтральный синглет  $G$ . Суси нарушается спонтанно. Операторы с  $d=5$  не приводят к быстрому распаду протона и операторы с  $d=6$  дают  $\tau_p \approx 10^{34}$  лет.

В последнее время появился ряд работ<sup>1-5</sup>, в которых изучаются следствия низкоэнергетической суси, нарушенной при энергии  $\sim 100$  ГэВ. Низкая суси проливает новый свет на вопрос иерархий. Привлекательным является предсказание новой физики при  $E \sim 100$  ГэВ и математическая элегантность теории.

Анализируя схему Димопулоса и Джорджи (ДД)<sup>2</sup>, Вайнберг<sup>4</sup> заметил, что имеющиеся в ней операторы с  $d=5$  приводят к быстрому ( $\tau_p \approx 10^{28}$  лет) распаду протона. В модели ДД нарушение суси производится руками. Наша цель — построить модель со спонтанным нарушением суси. При этом оказалось, что операторы с  $d=5$  не приводят к распаду протона, протон живет долго (как обычно в суси схемах<sup>5</sup>) и распадается за счет операторов с  $d=6$  за  $10^{34}$  лет.

Кварки и лептоны входят в киральные супермультиплеты. Приведем  $SU(2)$  состав одного семейства:

$$\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L (Q_L), U_R, D_R; \begin{pmatrix} \nu \\ E \end{pmatrix}_L (L_L), E_R \quad (1)$$

большие буквы обозначают киральные мультиплеты:  $U = (u, su)$ , где  $su$  — скалярный и-кварк. Калибровочные поля входят в векторные супермультиплеты. Массы кваркам и лептонам дают два хиггсовских супердублета<sup>3,4</sup>:

$$H_L = \begin{pmatrix} H_0 \\ H_- \end{pmatrix}_L, \quad H'_L = \begin{pmatrix} H'_+ \\ H'_0 \end{pmatrix}_L, \quad (2)$$

где  $H_0 = (H_0, \lambda_{H_0})$ . Для самосогласованного описания необходим хиггсовский синглет  $G = (G, \lambda_G)$ . Кроме перечисленных имеются поля с массой  $\sim 10^{15}$  ГэВ, прямо в низкоэнер-

гетическое описание не входящие. Лагранжиан полей материи (1) содержит кинетический член и взаимодействие с хиггсами:

$$\mathcal{L} = f_u [H'_L \epsilon Q_L U_R^*]_F + f_d [H_L \epsilon Q_L D_R^*]_F + f_e [H_L \epsilon L_L E_R^*]_F \quad (3)$$

здесь юкавские константы  $f$  определяют массы спинорных полей,  $\epsilon$  — антисимметричный символ группы  $SU(2)$ . Перед тем как перейти к взаимодействию хиггсовских полей сделаем замечание о скалярных партнерах полей материи. Дело в том, что их выпадение в осадок недопустимо. В этой связи необходимо, чтобы минимум потенциала достигался на нулевых полях материи. Поэтому будем искать минимум потенциала хиггсов, а потенциал скалярных полей материи руками построим нужным образом, дав соответствующим частицам массы  $\sim 100$  ГэВ.

Выпишем лагранжиан хиггсовских полей (без кинетического члена):

$$\mathcal{L} = \mu [H'_L \epsilon H_L]_F + h [H'_L \epsilon H_L G_L]_F + s [G_L]_F. \quad (4)$$

В лагранжиан калибровочных полей включим  $U(1)$  член  $\xi D_B$ . Потенциал взаимодействия скалярных хиггсов имеет вид

$$V(\mathbf{H}, \mathbf{H}', \mathbf{G}) = F_H^+ F_H + F_{H'}^+ F_{H'} + \frac{1}{2} (\mathbf{D}_{SU(2)})^2 + \frac{1}{2} D_B^2. \quad (5)$$

Для сохранения  $U(1)$  симметрии потребуем  $h^2 < g^2/2$ , тогда минимум (5) достигается при

$$\langle \mathbf{H} \rangle = \begin{pmatrix} \eta/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \mathbf{H}' \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \eta'/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Перепишем (5) через (6) и  $\langle \mathbf{G} \rangle = G$ :

$$V(\eta, \eta', G) = (\mu + hG)^2 \frac{\eta^2 + \eta'^2}{2} + \frac{g^2}{32} (\eta'^2 - \eta^2)^2 + \frac{1}{2} [\xi + \frac{1}{4} g' (\eta'^2 - \eta^2)]^2 + [s - \frac{h}{2} \eta \eta']^2 \quad (7)$$

Необходимость введения  $G$  следует из того, что без него минимум (7) достигается при  $\eta$  или  $\eta' = 0$ . Минимум (8) достигается при

$$\eta \eta' = \frac{2s}{h} \quad (8a), \quad \eta^2 - \eta'^2 = \frac{4\xi g'}{g^2 + g'^2} \quad (8b), \quad \chi = -\frac{\mu}{h}. \quad (8b)$$

Из (8) ясно, что член  $\mu [H' \epsilon H]_F$ , приводящий к майорановой массе  $\lambda_w$  и быстрому распаду протона за счет операторов с  $d = 5$ , в нашей модели не дает майорановой массы  $\lambda_w$  из-за сокращения с членом  $h [H' \epsilon H \chi]_F$ :

$$(\mu + h \langle \mathbf{G} \rangle) \lambda_H \epsilon \lambda_{H'} = 0. \quad (9)$$

Распад протона обусловлен операторами с  $d = 6$  и для конкретного обсуждения необходимо дополнить нашу схему высокоэнергетической надстройкой. В качестве нее выберем вариант  $SU(5)$ -модели ДД, в которой имеется 24-плет сверхтяжелых хиггсов, а дублеты  $H$  и  $H'$  входят в  $SU(5)$  пятерки. При энергии  $10^{15}$  ГэВ происходит нарушение  $SU(5) \rightarrow SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ , сохраняющее суси. Поле  $G$  предположим  $SU(5)$  синглетом. Изменение времени жизни протона по сравнению со стандартными оценками связано с изменением  $M_{GUT}$ , вызванным большим количеством дополнительных легких частиц. Используя  $\Lambda_{QCD} = 100$  МэВ, мы получили:

$$M_{GUT} = 5 \cdot 10^{15} \text{ ГэВ}, \quad \tau_p = 10^{34} \text{ лет}. \quad (10)$$

Таким образом, предложена модель, основанная на низкоэнергетической  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  суперсимметрии. При энергии  $\sim 100$  ГэВ происходит спонтанное нарушение суси и  $SU(2) \otimes U(1)$  симметрии за счет  $U(1) D_B$  члена. Коэффициент  $\xi$  при этом члене так же как и величина  $s$  размерности  $M^2$  вводятся в теорию руками (с точки зрения<sup>1</sup> эти члены маш-

таба  $e^{-1/g^2 M_{GUT}}$  должны генерироваться динамически), после чего проблема иерархий оказывается решенной. Модель наряду с двумя дублетами хиггсовских полей с необходимостью содержит синглетное поле. Распад протона за счет операторов с  $d = 5$  не возникает и протон распадается за  $\sim 10^{34}$  лет. При энергии 100 ГэВ имеется интересная новая физика. Недостаток модели – скалярные партнеры материальных полей. В силу теоремы ДД (появление легких скаляров) массы  $\sim 100$  ГэВ на данном этапе им приходится вводить руками, что эстетически не привлекательно, хотя и не вредит иерархиям<sup>6</sup>.

Я глубоко благодарен Л.Б.Окуню за стимулирующие обсуждения, Л.Л.Франкфурту и М.А.Шифману за полезные замечания.

#### Литература

1. *Witten E.* Nucl. Phys., 1981, **B188**, 513.
2. *Dimopoulos S., Georgi H.* Preprint HUTP-81/A022, 1981.
3. *Sakai N.* Preprint TU/81/225, 1981.
4. *Weinberg S.* Preprint HUTP-81/A047, 1981.
5. *Dimopoulos S., Raby S., Wilczek F.* Phys. Rev., 1981, **D24**, 1681.
6. *Girardello L., Grisaru M.T.* Harvard preprint 1981.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
28 декабря 1981 г.