

ВОЗМОЖНОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ИЕРАРХИИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

З.Г. Бережани, Г.Р. Двали

Предложен механизм естественного (без тонкой подстройки) решения проблемы иерархии в суперсимметричных теориях великого объединения. Хиггсовские дублеты электрослабого взаимодействия автоматически оказываются легкими (с массами $\sim M_W$) в силу того, что являются псевдоголдстоуновскими бозонами нарушенной глобальной симметрии суперпотенциала. Рассмотрен пример SU(6)-модели.

Одной из главных трудностей на пути построения реалистических теорий великого объединения (ТВО) является проблема иерархии: необходимо обеспечить колоссальную иерархию между масштабом ТВО $M_X \sim 10^{15}$ ГэВ и масштабом электрослабого взаимодействия (ЭСВ) $M_W \sim 100$ ГэВ. При этом цветные триплеты, партнеры хиггсовского дублета ЭСВ по мультиплету ТВО, должны приобретать массы порядка M_X , чтобы их обмен не приводил к недопустимо быстрому распаду протона (проблема дуплет-триплетного расщепления), что требует неестественно точную подстройку (fine tuning) параметров потенциала Хиггса.

В рамках суперсимметричных ТВО (СТВО) в силу устойчивости относительно радиационных поправок в принципе возможно решить проблему иерархии и дублет-триплетного расщепления (см. обзоры /1/). Однако большинство предложенных решений фактически опираются на явные или замаскированные условия тонкой подстройки. В других же это достигается за счет введения очень сложного хиггсовского сектора.

Один из наиболее интересных вариантов решения проблемы иерархии в суперсимметричной SU(5)-модели — GIFT (Goldstones Instead of Fine Tuning) — был предложен в /2/. Предполагалось, что хиггсовская часть суперпотенциала обладает более высокой глобальной симметрией — SU(6). После нарушения SU(5) до SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) хиггсовские дублеты ЭСВ автоматически оказываются голдстоуновскими частицами, соответствующими нарушению этой глобальной симметрии. Однако наличие большей по сравнению с SU(5) глобальной симметрии только у части лагранжиана представляется фактически замаскированным условием тонкой подстройки, не имеющим каких-либо динамических причин.

В настоящей работе предлагается СТВО с локальной симметрией SU(6), в которой суперпотенциал автоматически обладает большей глобальной симметрией: SU(6) \otimes SU(6). Это приводит к тому, что не все голдстоуновские моды, возникающие при нарушении локальной симметрии SU(6) \rightarrow SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) (при этом глобальная симметрия SU(6) \otimes SU(6) нарушается до SU(5) \otimes SU(4) \otimes SU(2) \otimes U(1)), поглощаются калибровочными бозонами: в частности, выживают SU(2) \otimes U(1)-дублетные компоненты, которые могут играть роль хиггсовских полей ЭСВ. Они получают массы и развивают вакуумные средние (ВС) порядка M_W лишь после нарушения суперсимметрии.

Хиггсовский сектор теории включает следующие киральные суперполя: 35-плет Φ_j^i , секстет η_{11} и антисекстет η_2^i ($i, j = 1, \dots, 6$ — индексы SU(6)). Суперпотенциал имеет вид:

$$W(\Phi, \eta_1, \eta_2) = W_\Phi + W_\eta,$$

$$W(\Phi) = (1/2)hm \text{ Sp}\Phi^2 + (1/3)h \text{ Sp}\Phi^3, \quad W_\eta = \lambda S(\eta_1 \eta_2 - \mu^2), \quad (1)$$

где S – вспомогательное синглетное суперполе*. Отсутствие перекрестного члена $\eta_1 \Phi \eta_2$ (который и не индуцируется из радиационных поправок ввиду теоремы неренормализации) обеспечивает наличие у суперпотенциала (1) глобальной симметрии $SU(6)_\Phi \otimes SU(6)_\eta$ относительно независимых $SU(6)$ -преобразований поля Φ с одной стороны и полей η_1 и η_2 с другой.

Потенциал скалярных полей имеет вид

$$V = h^2 |m\Phi_j^i + \Phi_k^i \Phi_j^k + (1/6)\delta_j^i \text{Sp } \Phi^2|^2 + \lambda^2 |\eta_{1i} \eta_2^i - \mu^2|^2 + \lambda^2 |S\eta_{1i}|^2 + \lambda^2 |S\eta_2^i|^2 + g^2 D_a^2, \quad (2)$$

где g – калибровочная константа $SU(6)$ и

$$D_a = \eta_1^+ T_a \eta_1 - \eta_2^+ T_a \eta_2 + T_a [\Phi^+, \Phi], \quad a = 1, \dots, 35. \quad (3)$$

Потенциал (2) имеет три дискретно вырожденных сохраняющих суперсимметрию минимума, различающихся конфигурациями ВС поля Φ и соответствующих разным каналам нарушения $SU(6)$. Кроме того, из-за наличия дополнительной, более широкой глобальной симметрии суперпотенциала каждый из этих минимумов имеет континуальное вырождение по отношению к конфигурации ВС полей $\eta_{1,2}$ – фиксируется только модуль их ВС: $\langle \eta_{1i} \eta_2^i \rangle = \mu^2$; $\langle \eta_{1i} \rangle = \langle \eta_2^i \rangle$. Нарушение суперсимметрии снимает вырождение между вакуумами. В частности, можно показать, что при учете мягко нарушающих суперсимметрию членов, индуцированных за счет нарушенной $N = 1$ супергравитации, для естественного диапазона параметров теории низлежащему вакууму соответствуют ВС

$$\langle \Phi \rangle = m \text{diag } (1, 1, 1, 1, -2, -2), \quad (4a)$$

$$\langle \eta_1 \rangle = \langle \eta_2 \rangle = \mu(1, 0, 0, 0, 0, 0). \quad (4б)$$

Вакуумное среднее (4a) нарушает симметрию по каналу $SU(6) \rightarrow SU(4) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Редукция 35-плета Φ по подгруппе $SU(4) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ имеет вид: $35 = (15, 1) + (1, 1) + (1, 3) + (4, 2) + (4, 2)$, где ВС разбивает компонента (1,1); фрагменты (15,1) и (1,3) – массивные поля, (4,2) и (4,2) – голдстоуновские моды. ВС (4б) приводят к нарушению $SU(6) \rightarrow SU(5)$. Соответствующие голдстоуновские моды находятся в представлениях $5 + \bar{5} + 1$. Очевидно, что одновременный учет обоих каналов приводит к окончательному нарушению локальной симметрии $SU(6)$ до $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, тогда как глобальная симметрия суперпотенциала $(1)SU(6)_\Phi \otimes SU(6)_\eta$ нарушается до $[SU(4) \otimes SU(2) \otimes U(1)]_\Phi \otimes SU(5)_\eta$. Следует отметить, что полный хиггсовский потенциал (2), в частности, его D-членовая часть (3), не обладает глобальной симметрией $SU(6)_\Phi \otimes SU(6)_\eta$. Однако это не влияет на спектр безмассовых (голдстоуновских) возбуждений, поскольку вакуумная конфигурация (4) инвариантна относительно преобразований $[SU(4) \otimes SU(2) \otimes U(1)]_\Phi \otimes SU(5)_\eta$.

Следовательно, $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ -содержание системы безмассовых мод следующее:

$$\begin{aligned} & (\bar{3}, 2) + (3, 2) + (1, 2) + (1, \bar{2}) \quad \text{из 35-плета } \Phi \\ & (3, 1) + (\bar{3}, 1) + (1, 2) + (1, \bar{2}) + (1, 1) \quad \text{из 6- и } \bar{6}\text{-плетов } \eta_{1,2}. \end{aligned} \quad (5)$$

* Поле S вводится для генерации ВС η_1 и η_2 простейшим способом. В реалистических моделях его можно заменить полями в других представлениях (например, 21-плетом). При учете суперинстантонных эффектов вспомогательные суперполя можно вообще не вводить, поскольку возникновение ВС η_1 и η_2 нужной величины можно обеспечить за счет существования вакуумных долин /3/.

Очевидно, что количество этих голдстоуновских мод больше, чем необходимо для утяжеления хиггсовским механизмом калибровочных полей типа X- и Y-бозонов при нарушении $SU(6) \rightarrow SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Из системы (5) безмассовыми останутся следующие суперпозиции дублетных фрагментов $\eta_{1,2}$ и Φ :

$$H_{1n} = N^{-1} (3m\eta_{1n} - \mu\Phi_n^1), \quad (6)$$

$$H_2^n = N^{-1} (3m\eta_2^n - \mu\Phi_1^n), \quad N = \sqrt{9m^2 + \mu^2},$$

где $n = 5, 6$ – индексы $SU(2) \subset SU(6)$. Киральные суперполя (6) играют роль хиггсовских дублетов ЭСВ. Они остаются безмассовыми до нарушения суперсимметрии. Нарушение суперсимметрии может привести к возникновению отрицательных μ^2 у этих полей и, соответственно, к появлению их ВС порядка M_W (например, в схеме $N = 1$ супергравитации согласно сценарию /2/).

Фермионные суперполя для каждого поколения кварков и лептонов можно ввести в виде простейшего свободного от аномалий набора: 15-плет $\chi_{[ij]}$ и два антисекстета Ψ^i, ψ^i . Их разложение по подгруппе $SU(5)$ следующее: $15 = 5 + 10, 6 = 5 + 1$. Для генерации масс фермионов можно ввести неренормируемые связи ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$ – индексы поколений):

$$M^{-2} f_{\alpha\beta} \chi_{ij}^\alpha \chi_{kl}^\beta \Phi_m^p \eta_{1n} \eta_{1p} \epsilon^{ijklmn}, \quad (7a)$$

$$G_{\alpha\beta} \Psi^{ai} \chi_{ij}^\beta \eta_2^j + M^{-1} g_{\alpha\beta} \psi^{ai} \chi_{ij}^\beta \Phi_k^j \eta_2^k + M^{-1} g'_{\alpha\beta} \psi^{ai} \chi_{kj}^\beta \Phi_1^j \eta_2^k, \quad (7b)$$

где в роли регулятора M естественно мыслить планковскую массу: $M = M_{Pl}$. С другой стороны, связи (7) с произвольным M можно эффективно получить из ренормируемых связей ценой введения дополнительных сверхтяжелых супермультиплетов с массами порядка $M/4$.

После подстановки ВС (4а, б) связи (7а) редуцируются до стандартных $SU(2) \otimes U(1)$ -симметричных юкавских связей хиггсовского дублета H_1 , приводящих к возникновению масс верхних кварков через ВС последнего. Связи же (7б) через ВС (4б) утяжеляют лишние фрагменты (5 из χ и 5 из Ψ) и приводят к генерирующим массы нижних кварков и лептонов юкавским связям с хиггсовским дублетом H_2 .

Предложенный механизм решения проблемы иерархии и дублет-триплетного расщепления является довольно общим и может быть успешно применен к любым СТВО, основанным на группах симметрии, которые содержат калибровочные поля с квантовыми числами хиггсовских дублетов ЭСВ: $SU(5+n), SO(10+n), E_6, E_7, E_8$ и т. п. Для этого хиггсовские суперполя, обеспечивающие нарушение симметрии СТВО по разным каналам так, чтобы пересечение давало нарушение до стандартной $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, не должны иметь перекрестных связей друг с другом в суперпотенциале (в некоторых моделях это может обеспечиваться автоматически). Тогда хиггсовская часть суперпотенциала будет иметь более высокую глобальную симметрию и хиггсовские дублеты ЭСВ окажутся псевдоголдстоуновскими частицами, связанными с нарушением этой глобальной симметрии. В этих моделях псевдоголдстоуновскими могут оказаться и другие, в том числе и цветные, фрагменты мультиплетов СТВО (если их обмен не приводит к распаду протона), что представляет интерес с точки зрения феноменологии.

Авторы признательны А.А. Ансельму, А.И. Вайнштейну, М.И. Высоцкому, О.В. Канчели, К.А. Тер-Мартиросяну и Дж. Л. Чкареули за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий М. И. УФН, **146**, 591 (1985).
Lahanas A. B., Nanopoulos D. V. Phys. Rep., **145**, 1 (1987).
2. Ансельм А. А., Иогансен А. А. Письма в ЖЭТФ, **44**, 488 (1987).
Anselm A. A. Preprint FERNILAB – PUB – 87/44 – T (1987).
3. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. УФН, **146**, 683 (1985).
4. Bereziani Z. G. Phys. Lett., **129B**, 99 (1983); **150B**, 177 (1985).

Поступила в редакцию 6 февраля 1989 г.