Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.6, стр.456 - 459 © 1995г. 25 сентября

О НАРУШЕНИИ ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ СИММЕТРИИ В МИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

И.Н.Кондрашук [1]

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований

141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 19 июля 1995 г.

После переработки 17 августа 1995 г.

Показано, что электрически нейтральный вакуум Минимальной суперсимметричной стандартной модели является единственным нетривиальным минимумом е хиггсовского потенциала с точностью до калибровочного преобразования.

Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), являясь минимальным возможным суперсимметричным расширением Стандартной модели, была широко исследована в течение последних пятнадцати лет [1-6]. Интерес к ней не ослабевает и сейчас [7]. Причиной этого является относительная простота модели в совокупности с жесткостью ее предсказаний на физику непосредственно за Стандартной моделью, в области энергий, доступной для современных и будущих ускорителей [2, 3, 6, 7]. МССМ посвящено много обзоров и оригинальных работ [8, 9]. В этой работе мы бы хотели привлечь внимание к одной важной и незамеченной ранее особенности нарушения электрослабой симметрии в этой модели. Чтобы пояснить, что мы имеем в виду, мы напомним кратко основные особенности этого явления в МССМ.

Электрослабая симметрия в МССМ, как и в Стандартной модели, нарушается через механизм Хиггса [10]. Тем не менее, существует отличие от Стандартной модели. Из-за суперсимметрии нам необходимо иметь как минимум два хиггсовских дублета [11], так как в суперпотенциал должны входить суперполя одинаковой киральности. Исключив вспомогательные нединамические компоненты калибровочных и хиггсовских суперполей, можно получить следующий скалярный хиггсовский потенциал [3, 4, 11]:

$$V = m_1^2|H_1|^2 + m_2^2|H_2|^2 + \mu\left(H_1\epsilon H_2 + H_1^*\epsilon H_2^*\right) + \frac{g^2+g'^2}{8}\left(|H_1|^2 - |H_2|^2\right)^2 + + \frac{g^2}{2}|H_1^\dagger H_2|^2, \quad (1)$$

в котором H_1, H_2 являются скалярными хиггсовскими дублетами [9]:

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \qquad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Для краткости мы используем следующие обозначения:

$$|H_1|^2 = |H_1^0|^2 + |H_1^-|^2, \qquad |H_2|^2 = |H_2^+|^2 + |H_2^0|^2, \qquad H_1\epsilon H_2 = H_1^\alpha\epsilon_{\alpha\beta}H_2^\beta,$$

[1] e-mail: ikond@thsun1.jinr.dubna.su

где α, β есть $SU(2)$ индексы [2].

Для того чтобы хиггсовские поля приобрели ненулевые вакуумные средние, этот потенциал должен иметь нетривиальный минимум. В предыдущих работах, посвященных МССМ, сначала предполагалось, что только нейтральные компоненты хиггсовских дублетов приобретают ненулевые вакуумные средние, и затем искался минимум хиггсовского потенциала вдоль этих нейтральных компонент [3, 4, 9, 12, 13]. Такие действия оправданы с физической точки зрения, так как присутствие заряженного вакуумного среднего приводило бы к несохранению электрического заряда [13]. Тем не менее, может возникнуть один вопрос: является ли этот нейтральный минимум единственным минимумом потенциала (1) или могут существовать другие, калибровочно неэквивалентные ему? Заранее это неясно. Ниже мы покажем, что все минимальные полевые конфигурации эквивалентны нейтральным конфигурациям

$$H_1 = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad H_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{2}$$

с точностью до калибровочных преобразований.

Чтобы решить эту задачу, прежде всего мы перепишем потенциал (1) в более удобной форме. Легко можно показать, что любые два $SU(2)$-дублета удовлетворяют полезному соотношению:

$$|H_1|^2 |H_2|^2 = |H_1^\dagger H_2|^2 + |H_1 \epsilon H_2|^2.$$

Используя это тождество, можно ввести некоторый угол α:

$$\begin{aligned} |H_1^\dagger H_2| &= |H_1||H_2| \sin\alpha, \qquad |H_1 \epsilon H_2| = |H_1||H_2| \cos\alpha, \\ H_1 \epsilon H_2 &= |H_1 \epsilon H_2| \; e^{i\beta} = |H_1||H_2| \cos\alpha \; e^{i\beta}, \end{aligned}$$

и записать потенциал (1) следующим образом:

$$\begin{aligned} V = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + 2\mu |H_1||H_2| \cos\beta \cos\alpha + \frac{g^2 + g'^2}{8} \left(|H_1|^2 - |H_2|^2\right)^2 + \\ + \quad \frac{g^2}{2} |H_1|^2 |H_2|^2 \sin^2\alpha. \end{aligned} \tag{3}$$

В такой форме записи хиггсовского потенциала (1) становится очевидным условие стабильности на больших полях в направлении исчезновения членов четвертой степени ($|H_1| = |H_2|$, $\sin\alpha = 0$):

$$m_1^2 + m_2^2 > 2|\mu|.$$

В этом месте необходимо сделать некоторый комментарий. Последний член в потенциале обычно опускается ввиду того, что он исчезает на полевых конфигурациях, которые калибровочно эквивалентны (2) [5, 6, 9]. Если мы хотим найти минимум точно, этот член необходимо учесть.

Потенциал (3) имеет нетривиальный минимум, если выполнены следующие условия:

$$\begin{aligned} &\cos\beta = -\mathrm{sign}\,\mu, \qquad \cos\alpha = 1, \\ &m_1^2 |H_1| + \mu |H_2| + \frac{g^2 + g'^2}{4} \left(|H_1|^2 - |H_2|^2\right) |H_1| = 0, \\ &m_2^2 |H_2| + \mu |H_1| - \frac{g^2 + g'^2}{4} \left(|H_1|^2 - |H_2|^2\right) |H_2| = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

[2] Мы подразумеваем $\epsilon_{12} = 1$

Первые два уравнения в системе (4) эквивалентны следующим:

$$
\begin{aligned}
H_1 \epsilon H_2 &= -|H_1||H_2| \mathrm{sign}\mu, &(5)\\
H_1^\dagger H_2 &= 0, &(6)
\end{aligned}
$$

в то время как два последних представляют собой обычные уравнения, которые и ранее рассматривались в посвященных МССМ работах [7,8], но с $|H_1|$ и $|H_2|$ вместо $|H_1^0|$ и $|H_2^0|$, соответственно. Эти уравнения имеют простое решение

$$|H_1|^2 = |H_1^0|^2 + |H_1^-|^2 = v_1^2, \quad |H_2|^2 = |H_2^+|^2 + |H_2^0|^2 = v_2^2,$$

$$
\begin{aligned}
v_1^2 &= \left(m_1^2 + m_2^2 \mp \sqrt{(m_1^2 + m_2^2)^2 - 4\mu^2} \right) F_\pm(\mu^2),\\
v_2^2 &= \left(m_1^2 + m_2^2 \pm \sqrt{(m_1^2 + m_2^2)^2 - 4\mu^2} \right) F_\pm(\mu^2),
\end{aligned}
$$

$$F_\pm(\mu^2) = \frac{1}{g^2 + g'^2} \frac{\pm(m_1^2 - m_2^2) - \sqrt{(m_1^2 + m_2^2)^2 - 4\mu^2}}{\sqrt{(m_1^2 + m_2^2)^2 - 4\mu^2}}.$$

Мы получим вещественные и положительные $|H_1|$ и $|H_2|$, если будет выполнено условие

$$m_1^2 m_2^2 \leq \mu^2.$$

Чтобы проанализировать условия (5), (6), мы введем комплексные фазы компонент хиггсовских дублетов

$$H_1^0 = |H_1^0| e^{i\gamma_1}, \quad H_1^- = |H_1^-| e^{i\gamma_2}, \quad H_2^+ = |H_2^+| e^{i\delta_1}, \quad H_2^0 = |H_2^0| e^{i\delta_2},$$

и, предполагая $\mu < 0$, перепишем (5), (6) соответственно как

$$
\begin{aligned}
|H_1^0||H_2^0| e^{i(\gamma_1+\delta_2)} &- |H_1^-||H_2^+| e^{i(\gamma_2+\delta_1)} = v_1 v_2,\\
|H_1^0||H_2^+| e^{i(\delta_1-\gamma_1)} &+ |H_1^-||H_2^0| e^{i(\delta_2-\gamma_2)} = 0.
\end{aligned}
$$

Это сразу дает нам соотношения между фазами и модулями компонент хиггсовских дублетов:

$$
\begin{aligned}
&e^{i\delta_1} = -e^{-i\gamma_2}, &(7)\\
&e^{i\delta_2} = e^{-i\gamma_1}, &(8)\\
&|H_1^0||H_2^0| + |H_1^-||H_2^+| = v_1 v_2, &(9)\\
&|H_1^0||H_2^+| = |H_1^-||H_2^0|. &(10)
\end{aligned}
$$

После параметризации

$$|H_1^0| = v_1 \cos\theta, \quad |H_1^-| = v_1 \sin\theta, \quad |H_2^+| = v_2 \cos\phi, \quad |H_2^0| = v_2 \sin\phi,$$

где $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, $0 < \phi < \frac{\pi}{2}$, из (9), (10) можно легко получить что

$$\theta + \phi = \frac{\pi}{2}.$$

В комбинации с (7), (8) это сразу же позволяет нам записать конечный результат для минимума хиггсовского потенциала (1) в виде

$$H_1 = v_1 \begin{pmatrix} \cos\theta \; e^{i\gamma_1} \\ \sin\theta \; e^{i\gamma_2} \end{pmatrix}, \qquad H_2 = v_2 \begin{pmatrix} -\sin\theta \; e^{-i\gamma_2} \\ \cos\theta \; e^{-i\gamma_1} \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Выражения (11) можно записать следующим образом:

$$H_1 = U \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad H_2 = U \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix},$$

где U есть $SU(2)$-матрица:

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta \; e^{i\gamma_1} & -\sin\theta \; e^{-i\gamma_2} \\ \sin\theta \; e^{i\gamma_2} & \cos\theta \; e^{-i\gamma_1} \end{pmatrix}.$$

Таким образом, нетрудно видеть что минимумом потенциала (1) являются полевые конфигурации (2) с точностью до калибровочных преобразований. Главным итогом предложенного в этой работе анализа является то, что поля H_1 и H_2, дающие минимум потенциалу (1), могут быть преобразованы к виду (2) с помощью только одной $SU(2)$-матрицы. В остальном, нарушение электрослабой симметрии в МССМ происходит в полной аналогии со Стандартной моделью. В заключение мы заметим, что если бы мы взяли $\mu > 0$, матрица U также получилась бы унитарной, но с детерминантом, равным -1. По этой причине такой вариант должен быть отброшен.

Я благодарен Международному центру фундаментальной физики в Москве (ICFPM) за предоставленную мне стипендию (грант INTAS #93-2492). Эта работа выполнена в рамках исследовательской программы ICFPM.

Я также благодарен Международному научному фонду (грант #RFL300) и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант РФФИ #94-02-03665a) за финансовую поддержку.

1. H.E.Haber, G.L.Kane, and T.Sterling, Nucl. Phys. **B161**, 493 (1979); J.F.Gunion and H.E.Haber, Nucl. Phys. **B272**, 1 (1986).
2. K.Inoue, A.Kakuto, H.Komatsu, and S.Takeshita, Progr. Theor. Phys. **67**, 1889 (1982); Progr. Theor. Phys. **68**, 927 (1982).
3. R.A.Flores and M.Sher, Ann. Phys. **148**, 95 (1983).
4. H.E.Haber and G.L.Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985).
5. H.P.Nilles and M.Nusbaumer, Phys. Lett. **145B**, 73 (1984).
6. G.G.Ross and R.G.Roberts, preprint RAL-92-005.
7. R.Hempfling, Phys. Lett. **329B**, 222 (1994); Phys. Rev. **D49**, 6168 (1994). W. de Boer, R.Ehret, and D.I.Kazakov, Preprint IEKP-KA/94-07; see also W. de Boer, Preprint IEKP-KA/94-01 and references there.
8. See [4] and references there.
9. R.Barbieri, Rivista del Nuovo Cim. **11** (4), 1 (1988).
10. H.E.Haber, Preprint SCIPP 91/06; Preprint SCIPP 92/06.
11. H.E.Haber, Preprint SCIPP 92/33.
12. M.Sher, Preprint WU-TH-88-8
13. N.G.Deshpande and E.Ma, Phys. Rev. **D18**, 2574 (1978).