Краткие сообщения по физике № 12 1982

УСТРАНЕНИЕ БЕЗМАССОВЫХ СКАЛЯРНЫХ ЧАСТИЦ В ЕДИНОЙ SU(5)-ТЕОРИИ

В. Б. Вологодский

УДК 530.145

Показано, что если в единой SU(5)-теории, предложенной в работе /1/, в лагранжиане взаимодействия скалярных частиц отсутствуют кубичные члены, то в теории имеется "лишняя" безмассовая скалярная частица. Эта частица становится массивной при введении в лагранжиан кубичных членов.

В последние годы интенсивно развивается единая теория слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий. Наиболее экономным вариантом такой теории, согласующимся, по-видимому, с современными экспериментальными данными, является единая SU(5)- теория, предложенная в работе /1/. Как и в любой единой калибровочной теории, претендующей на описание действительности, в данной теории присутствуют скалярные частицы, взаимодействие с которыми приводит, благодаря спонтанному нарушению симметрии, к появлению масс векторных частиц. Поскольку в рассматриваемой теории массу приобретают 15 векторных частиц, то, согласно теореме Голстоуна /2/, массовая матрица скалярных частиц должна иметь не менее 15 нулевых собственных значений. Тем не менее фактически теория не содержит такого числа безмассовых скалярных частиц, поскольку 15 из них могут быть исключены из лагранжиана калибровочным преобразованием (механизм Хиггса /3/). Ниже будет показано, что в случае, если лагранжиан взаимодействия скалярных частиц рассматриваемой единой SU(5)-теории не содержит кубичных членов, то массовая матрица этих частиц имеет 16 нулевых собственных значений. Таким образом, имеется одна реальная безмассовая частица, которую нельзя устранить из лагранжиана калибровочным преобразованием. Учет обмена такой частицей при взаимодействиях привел бы к противоречию теории с экспериментом. Поэтому возникает необходимость во введении в лагранжиан кубичных по скалярным полям членов, которые обычно не вводятся в стандартной $SU(5)$-теории. После введения этих членов теория уже не содержит "лишних" безмассовых скалярных частиц.

Итак, рассмотрим лагранжиан взаимодействия скалярных частиц единой $SU(5)$-теории. Без кубичных членов этот лагранжиан имеет вид /I,4/:

$$L = \frac{\mu^2}{2}\,\mathrm{tr}w^2 + m_1 M^+M + m_2 N^+N - \frac{1}{4}\left(\frac{1}{2}\lambda^2_{\varphi 4} - \frac{1}{5}\delta^2_{\varphi 4}\right)(\mathrm{tr}w^2)^2 -$$
$$- \frac{1}{4}\delta^2_{\varphi 4}\,\mathrm{tr}w^4 - \left[\frac{1}{2}\left(\lambda^2_{\varphi^2 M^2} - \frac{1}{5}\delta^2_{\varphi^2 M^2}\right)(\mathrm{tr}w^2)(M^+M) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}\delta^2_{\varphi^2 M^2}(M^+wM) + \frac{1}{2}\lambda^2_{M^4}(M^+M)^2 + (M\to N)\right] - \qquad (I)$$
$$- \lambda^2_{M^2N^2}(M^+M)(N^+N) - \delta^2_{M^2N^2}(M^+N)(N^+M).$$

Здесь w, M, N – скалярные соответственно 24-плет и два 5-плета. В результате спонтанного нарушения симметрии эти поля приобретают ненулевые вакуумные средние: $\tilde{w}_{ii} = s/3$ $(i = 1,2,3)$, $\tilde{w}_{44} = r/2 - s$, $\tilde{w}_{55} = -r/2$, $\tilde{M}_5 = \rho$, $\tilde{N}_5 = \sigma$. Условия экстремума лагранжиана (I) приводят, в частности, к следующему уравнению, связывающему s, r, ρ, σ /2/:

$$t^2 - \frac{11}{3}t + \frac{8}{3} = t\left[\frac{5}{t+2/3} - \frac{3}{2}\right]\left(\rho^2\delta^2_{\varphi^2M^2} + \sigma^2\delta^2_{\varphi^2N^2}\right)\Big/ s^2\delta^2_{\varphi 4}$$

или приближенно (при $s, r \gg \rho, \sigma$):

$$t \approx 1 - (9/10)\left(\rho^2\delta^2_{\varphi^2M^2} + \sigma^2\delta^2_{\varphi^2N^2}\right)\Big/ s^2\delta^2_{\varphi 4}. \qquad (3)$$

Вычисляя вторые производные по полям от выражения (I), найдем массовую матрицу скалярных полей $w' = w - \tilde{w}$, $M' = M - \tilde{M}$,

$N' = N - \tilde{N}$ (ниже штрихи у величин w', M', N' будем опускать). Используя условия экстремума лагранжиана (I), исключим из массовой матрицы величины μ, m_1, m_2. Массовая матрица распадается на отдельные блоки. Поля w_{i4} $(i = 1,2,3)$ оказываются не "сцепленными" друг с другом и с другими скалярными полями, и, как легко показать, используя (2), или (3), эти поля безмассовы.

Массовые члены полей w_{i5}, M_i, N_i $(i = 1,2,3)$ с зарядом I/3 имеют вид

$$L_M = -\frac{1}{15}\,\delta^2_{\varphi 4}\left(\frac{1}{3}s^2 - \frac{7}{3}rs + 2r^2\right)w^+_{i5}w_{i5} -$$

$$-\frac{1}{2}\,\delta^2_{\varphi^2 M^2}\rho\left(-\frac{r}{2} + \frac{s}{3}\right)(w_{i5}M^+_i + w^+_{i5}M_i) -$$

$$-\frac{1}{2}\,\delta^2_{\varphi^2 N^2}\sigma\left(-\frac{r}{2} + \frac{s}{3}\right)(w_{i5}N^+_i + w^+_{i5}N_i) -$$

$$-\left(\frac{1}{18}\,\delta^2_{\varphi^2 M^2}s^2 - \frac{1}{8}\,\delta^2_{\varphi^2 M^2}r^2 - \delta^2_{M^2 N^2}\sigma^2\right)M^+_iM_i -$$

$$-\left(\frac{1}{18}\,\delta^2_{\varphi^2 N^2}s^2 - \frac{1}{8}\,\delta^2_{\varphi^2 N^2}r^2 - \delta^2_{M^2 N^2}\rho^2\right)N^+_iN_i -$$

$$-\,\delta^2_{M^2 N^2}\rho\sigma(M^+_iN_i + N_iM^+_i).$$

После перехода к действительным компонентам

$$w_{i5} = \frac{V'_i + iV''_i}{\sqrt{2}},\quad M_i = \frac{M'_i + iM''_i}{\sqrt{2}},\quad N_i = \frac{N'_i + iN''_i}{\sqrt{2}}$$

получаем две одинаковые массовые матрицы отдельно для действительных и мнимых компонент полей. Как легко убедиться, используя уравнения (2) или (3), эти массовые матрицы имеют одно нулевое собственное значение. Таким образом, еще 2 x 3 = 6 безмассовых полей формально возникает в результате диагонализации массовой матрицы полей w_{i5}, M_i, N_i. Аналогичным образом, диагонализуя массовую матрицу полей w_{45}, M_4, N_4 (заряд = I), легко убедиться в наличии еще двух безмассовых полей.

Рассмотрим, наконец, оставшийся блок массовой матрицы, соответствующий нейтральным полям $w_{\alpha\alpha}$ $(\alpha = 1,2,3,4,5)$, M_5, N_5 (поля $w_{\alpha\alpha}$ не являются независимыми в силу условия $\mathrm{tr}\, w = 0$). Переходя опять к действительным и мнимым компонентам полей M_5 и N_5 легко убедиться, что массовая матрица не содержит членов, зависящих от мнимых компонент M_5'', N_5'' этих полей. Таким образом, получаем еще два безмассовых поля M_5'' и N_5''.

Можно показать, что других нулевых собственных значений массовая матрица не содержит. В итоге всего формально получили $6 + 6 + 2 + 2 = 16$ безмассовых скалярных полей. Как уже упоминалось, в действительности теория содержит лишь $16 - 15 = 1$ безмассовое скалярное поле. Чтобы придать этому полю массу, введем в лагранжиан следующий кубичный член:

$$L_{\varphi^3} = -\eta(M^+ wN + N^+ wM).$$

Это приводит, в частности, к тому, что после спонтанного нарушения симметрии лагранжиан теперь содержит массовый член полей M_5'', N_5''. Он имеет следующий вид:

$$-\frac{1}{2}\eta r\left(\frac{\sigma}{2\rho} M_5''^2 + \frac{\rho}{2\sigma} N_5''^2 - M_5'' N_5''\right).$$

Соответствующая массовая матрица имеет одно нулевое собственное значение (вместо двух, как было при $\eta = 0$) и одно ненулевое собственное значение, равное $\frac{1}{4}\eta r\left(\frac{\sigma}{\rho} + \frac{\rho}{\sigma}\right)$. Таким образом, одна из бывших безмассовых частиц приобретает массу:

$$m^2 = \frac{1}{2}\eta r\left(\frac{\sigma}{\rho} + \frac{\rho}{\sigma}\right).$$

Остальные бывшие нулевыми собственными значения массовой матрицы, как легко показать, по-прежнему, остаются нулевыми. Соответствующие им формально 15 безмассовых скалярных полей могут быть исключены из лагранжиана калибровочным преобразованием.

Автор благодарен Е. С. Фрадкину и О. К. Калашникову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
29 июня 1982 г.

Литература

1. E. S. Fradkin, O. K. Kalashnikov, Phys. Lett., 64 B, 177 (1976).
2. J. Golstone, Nuovo Cimento, 19, 154 (1961); J. Golstone, A. Salam, S. Weinberg, Phys. Rev., 127, 965 (1962).
3. P. W. Higgs, Phys. Lett., 12, 132 (1964).
4. O. K. Kalashnikov, Preprint FIAN No. 166, M., 1980.