

АСИМПТОТИЧЕСКИ СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ ЕДИНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ОСНОВАННАЯ НА E_8

С.Е. Конштейн, Е.С. Фрадкин

Построена асимптотически свободная модель, в которой все фермионы (равно как и бозоны) содержатся в базисном представлении $248^{1)}$. Построенная модель асимптотически суперсимметрична.

В настоящее время в физике элементарных частиц уделяется много внимания моделям, в которых сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия объединены в рамках простой группы [1]. Большой интерес при этом вызывают к себе исключительные группы [2]. Этот интерес обусловлен несколькими причинами — все эти группы содержат некоторую, естественно выделяющуюся подгруппу $SU(3)$, которую отождествляют с группой цвета, группы E_7 и E_8 при сравнительно небольшом ранге имеют достаточно большую размерность базисного представления, чтобы в одном базисном мультиплете спиноров поместились все известные сейчас кварки и лептоны. Известно уже довольно значительное число моделей, основанных на группах E_6 и E_7 [2, 3], однако модели, основанные на группе E_8 до сих пор были вне рамок внимания (см. однако [4] и [5]), хотя эта группа и обладает некоторыми весьма примечательными свойствами. Здесь для нас важно то, что у E_8 совпадают базисное и присоединенное представления. Дело в том, что при построении моделей, асимптотически свободных относительно всех взаимодействий, обычно приходится добавлять к базисному мультиплету фермионов еще и присоединенный для того, чтобы обеспечить асимптотическую свободу скалярных полей, способных разрушить начальную симметрию до $SU^c(3) \times U(1)$ [3]. (E_8 — инвариантная модель представляется нам единственной, где можно обойтись одним фермионным мультиплетом.

В предлагаемой здесь модели мы выбрали суперсимметричный состав полей — один 248-плет четырехкомпонентных спиноров ψ_a , два 248-плета хиггсов — M_a и N_a , один 248-плет векторных полей V_μ^a .

Лагранжиан имеет вид

$$L = L_g + L_Y + L_s,$$

где кинетическая часть L_g полностью задана составом полей, юкавское взаимодействие имеет вид

$$L_Y = -\bar{\psi}_a [p (h_1 M_b + h_3 N_b) + q (h_1^* M_b + h_3^* N_b)] \Gamma_{ac}^b \psi_c, \quad (1)$$

¹⁾Результаты работы были доложены на симпозиуме "Кварк-80", Сухуми, апрель 1980 г.

где
$$p = \frac{1 + \gamma_5}{2}, \quad q = \frac{1 - \gamma_5}{2}.$$

Γ_{ac}^b — генераторы группы E_8 , нормированные соотношением

$$\text{Sp}(\Gamma^a, \Gamma^b) = \delta_{ab}$$

Скалярное самодействие, включающее, вообще говоря, члены, нарушающие суперсимметрию, имеет вид:

$$\begin{aligned} -L_s = & \frac{1}{4} \alpha_1 (M^2)^2 + \frac{1}{4} \alpha_2 (N^2)^2 + \frac{1}{2} \gamma (MN)^2 + \\ & + \frac{1}{2} \delta M^2 N^2 + \frac{1}{2} \epsilon (\Gamma_{ij}^a M_i N_j)^2 + \beta_1 M^2 (MN) + \beta_2 N^2 (MN). \end{aligned} \quad (2)$$

В выписанных ниже уравнениях ренормгруппы вместо параметров

$\alpha_{1,2}, \beta_{1,2}, \gamma, \delta, \epsilon$ использованы параметры a_i ($i = 1, \dots, 7$):

$$\begin{aligned} a_1 = \gamma; \quad a_2 = 2(\alpha_1 - \gamma - \delta); \quad a_3 = 2(\alpha_2 - \gamma - \delta); \\ a_4 = 2\delta - \gamma; \quad a_5 = 2\beta_1; \quad a_6 = 2\beta_2; \quad a_7 = \epsilon. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения ренормгруппы в однопетлевом приближении для этой модели имеют вид:

а) для калибровочной константы связи

$$\dot{g} = -2g^3 \quad (4)$$

б) для юкавских констант связи

$$\begin{aligned} \dot{h}_1 = h_1 \left[-6g^2 + 4|h_1|^2 + 2|h_3|^2 + 2h_3^2 \frac{h_1^*}{h_1} \right] \\ \dot{h}_3 = h_3 \left[-6g^2 + 4|h_3|^2 + 2|h_1|^2 + 2h_1^2 \frac{h_3^*}{h_3} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

в) для констант скалярного самодействия

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 = & \frac{1}{25} g^4 - \frac{4}{75} \left[\text{Re} h_1^2 h_3^{*2} + 2|h_1^2 h_3^2| \right] + 4 \text{Re}(h_1 h_3^*) (a_5 + a_6) + \\ & + 2a_1 [2|h_1|^2 + 2|h_3|^2 - 6g^2] + 520 a_1^2 + 2a_1(a_2 + a_3) + \\ & + 12a_1 a_4 + 254(a_5^2 + a_6^2) + 4(a_5 a_6 + a_1 a_7) + \frac{1}{75} a_7^2 \\ \dot{a}_2 = & -\frac{4}{25} \left[|h_1|^4 - 2|h_1^2 h_3^2| - \text{Re} h_1^2 h_3^{*2} \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 12[|h_1^2| - |h_3^2|] a_1 + 4[2|h_1|^2 - 3g^2] a_2 - 4 \operatorname{Re}(h_1 h_3^*) (a_5 + 3a_6) + \\
& + 4[|h_1^2| - |h_3^2|] a_4 + 256a_2^2 + 1280 a_1 a_2 + 262 a_2 a_4 + \\
& + 2 a_7 (a_2 + a_3) - 256 a_1 a_3 - 250 a_3 a_4 - 512 a_5 a_6 - 512 a_6^2 \\
\dot{a}_4 = & 2[2|h_1^2| + 2|h_3^2| - 6g^2] a_4 + 1000 a_1^2 + 504 a_4^2 + \\
& + 250(a_2 + a_3)(a_1 + a_4) + 2000 a_1 a_4 - 250(a_5 - a_6)^2 - 2a_7(8a_1 + a_2 + a_3 + 2a_4) \\
\dot{a}_5 = & -\frac{4}{25} |h_1^2| \operatorname{Re}(h_1 h_3^*) + 2 \operatorname{Re}(h_1 h_3^*) (6a_1 + a_2 + 2a_4) + \\
& + (6|h_1^2| + 2|h_3^2| - 12g^2) a_5 + 1280 a_1 a_5 + 250 a_4 a_6 + \\
& + 256(a_2 a_5 + a_1 a_6) + 262 a_4 a_5 + 2a_7(a_5 - a_6) \\
\dot{a}_7 = & -g^4 - \frac{8}{3} [\operatorname{Re}(h_1^2 h_3^{*2}) - |h_1^2 h_3^2|] + \\
& + 4(|h_1^2| + |h_3^2| - 3g^2) a_7 + 2a_7(8a_1 + a_2 + a_3 + 6a_4) - \frac{13}{3} a_7^2. \quad (6)
\end{aligned}$$

Уравнения для a_3 и a_6 получаются соответственно из уравнений для a_2 и a_5 путем одновременной замены

$$h_1 \leftrightarrow h_3, \quad a_2 \leftrightarrow a_3, \quad a_5 \leftrightarrow a_6.$$

Здесь везде точка обозначает $16\pi^2 d/dt$.

Решение уравнений (5) мы ищем в виде [6]: $h_i = \bar{h}_i g$, где \bar{h}_i — константы. Тогда (5) имеет два решения

$$\begin{cases} \bar{h}_i = e^{i\psi} \\ h_3 = \pm i e^{i\psi} \end{cases} \quad (7) \qquad \begin{cases} \bar{h}_1 = \cos \phi e^{i\psi} \\ \bar{h}_3 = \sin \phi e^{i\psi} \end{cases} \quad (8)$$

Мы рассматриваем пока только случай (7).

Уравнения (6) также можно решать при помощи обычно используемой подстановки $a_i = \bar{a}_i g^2$, где \bar{a}_i — не зависящие от t константы. Все решения такого вида (два однопараметрических семейства и четыре изолированных решения, среди которых есть суперсимметричное: $\bar{a}_7 = -1$, $a_1 = \dots = a_6 = 0$) отличаются от суперсимметричного добавлением слагаемых $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$. Однако эти решения, кроме суперсимметричного, дают потенциал, неустойчивый в древесном приближении. Поскольку эта неустойчивость мала, то возможно, что радиационные поправки сделают эффективный потенциал устойчивым и хотя бы некоторые из этих решений приведут к разумной асимптотически свободной модели.

Мы, однако, хотим предложить здесь новый тип асимптотически свободных теорий — асимптотически суперсимметричные модели. Ока-

зывается, уравнения (6) имеют решения, отличающиеся от суперсимметричного величиной, убывающей с ростом энергии быстрее, чем g^2 .

При малых g это решение ведет себя как

$$a_1 \approx 1,57 g_0 g^{3,99}$$

$$a_4 \approx -3,15 g_0 g^{3,99}$$

$$a_7 \approx -g^2 - g_0 g^{3,99}$$

$$a_2 = a_3 = a_5 = a_6 = 0,$$

где g_0 — параметр.

Предварительные оценки показывают, что такие решения могут обладать еще одним интересным свойством: по мере изменения энергии есть порог, выше которого увеличивается число безмассовых векторных полей (т. е. имеется фазовый переход).

Структура построенной нами асимптотически суперсимметричной модели, исследование спонтанного нарушения симметрии и физические следствия будут приведены в последующей публикации.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 августа 1980 г.

Литература

- [1] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 32, 438, 1974; E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov. Phys. Lett., 64B, 177, 1976; J.Ellis TH-2723-CERN 1979; N.P.Chang, A. Das, I.P.Mercade.CCNY-HEP-79/24.
- [2] F.Gürsey, P.Ramond, P.Sikivie. Phys. Lett., 60B, 177, 1976; P.Sikivie, F.Gürsey. Phys. Rev. D16, 816, 1977; E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov, S.E.Konstein. Preprint NuTMP 77/B58, 1978. Preprint FIAN, 166, 1977.
- [3] E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov, S.E.Konstein. Lett., Nuovo Cim., 21, 5, 1978.
- [4] H.Fritzsche. In Colour Symmetry and Colour Confinement v.III ed. by J.Tran. Thanh Van (Editione Frontieres France) 1977.
- [5] Р. Ледницкий, В.Ю.Цейтлин. Письма в ЖЭТФ, 30, 354, 1979.
- [6] Т.-Р.Cheng. Phys. Rev. D10, 2706, 1974; Б.Л.Воронов, И.В.Тютин. ЯФ, 23, 664, 1976. E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov J. Phys. A8, 1814, 1975. Phys. Lett., 59B, 159, 1975.