Письма в ЖЭТФ, том 32, вып. 9, стр. 575 – 578 *5 ноября 1980 г.*

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 резрушить 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^a_μ.

Лагранжиан имеет вид

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

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

$$L_Y = -\bar{\psi}_a [\mathrm{p}\,(h_1 M_b + h_3 N_b) + \mathrm{q}\,(h_1^* M_b + h_3^* N_b)]\Gamma^b_{ac}\psi_c , \qquad (1)$$

---

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

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

Γ^b_{ac} – генераторы группы E_8, нормированные соотношением

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

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

$$-L_s = \frac{1}{4}\alpha_1(M^2)^2 + \frac{1}{4}\alpha_2(N^2)^2 + \frac{1}{2}\gamma(MN)^2 +$$

$$+\frac{1}{2}\delta M^2N^2 + \frac{1}{2}\epsilon(\Gamma^a_{ij}M_iN_j)^2 + \beta_1M^2(MN) + \beta_2N^2(MN). \tag{2}$$

В выписанных ниже уравнениях ренормгруппы вместо параметров $\alpha_{1,2}, \beta_{1,2}, \gamma, \delta, \epsilon$ использованы параметры a_i $(i = 1, \ldots, 7)$:

$$a_1 = \gamma; \quad a_2 = 2(\alpha_1 - \gamma - \delta); \quad a_3 = 2(\alpha_2 - \gamma - \delta);$$

$$a_4 = 2\delta - \gamma; \quad a_5 = 2\beta_1; \quad a_6 = 2\beta_2; \quad a_7 = \epsilon. \tag{3}$$

Уравнения ренормгруппы в однопетлевом приближении для этой модели имеют вид:

а) для калибровочной константы связи

$$\dot{g} = -2g^3 \tag{4}$$

б) для юкавских констант связи

$$\dot{h}_1 = h_1\left[-6g^2 + 4|h_1|^2 + 2|h_3|^2 + 2h_3^2\frac{h_1^*}{h_1}\right]$$

$$\dot{h}_3 = h_3\left[-6g^2 + 4|h_3|^2 + 2|h_1|^2 + 2h_1^2\frac{h_3^*}{h_3}\right] \tag{5}$$

в) для констант скалярного самодействия

$$\dot{a}_1 = \frac{1}{25}g^4 - \frac{4}{75}\left[\mathrm{Re}\,h_1^2h_3^{*2} + 2|h_1^2h_3^2|\right] + 4\,\mathrm{Re}(h_1h_3^*)(a_5 + a_6) +$$

$$+2a_1[2|h_1|^2 + 2|h_3|^2 - 6g^2] + 520a_1^2 + 2a_1(a_2 + a_3) +$$

$$+12a_1a_4 + 254(a_5^2 + a_6^2) + 4(a_5a_6 + a_1a_7) + \frac{1}{75}a_7^2$$

$$\dot{a}_2 = -\frac{4}{25}\left[|h_1|^4 - 2|h_1^2h_3^2| - \mathrm{Re}\,h_1^2h_3^{*2}\right] +$$

$$+12[|h_1^2|-|h_3^2|]a_1+4[2|h_1|^2-3g^2]a_2-4\,\mathrm{Re}(h_1h_3^*)(a_5+3a_6)+$$

$$+4[|h_1^2|-|h_3^2|]a_4+256a_2^2+1280a_1a_2+262a_2a_4+$$

$$+2a_7(a_2+a_3)-256a_1a_3-250a_3a_4-512a_5a_6-512a_6^2$$

$$\dot a_4=2[2|h_1^2|+2|h_3^2|-6g^2]a_4+1000a_1^2+504a_4^2+$$

$$+250(a_2+a_3)(a_1+a_4)+2000a_1a_4-250(a_5-a_6)^2-2a_7(8a_1+a_2+a_3+2a_4)$$

$$\dot a_5=-\frac{4}{25}|h_1^2|\,\mathrm{Re}(h_1h_3^*)+2\,\mathrm{Re}(h_1h_3^*)(6a_1+a_2+2a_4)+$$

$$+(6|h_1^2|+2|h_3^2|-12g^2)a_5+1280a_1a_5+250a_4a_6+$$

$$+256(a_2a_5+a_1a_6)+262a_4a_5+2a_7(a_5-a_6)$$

$$\dot a_7=-g^4-\frac{8}{3}[\mathrm{Re}(h_1^2h_3^{*2})-|h_1^2h_3^2|]+$$

$$+4(|h_1^2|+|h_3^2|-3g^2)a_7+2a_7(8a_1+a_2+a_3+6a_4)-\frac{13}{3}a_7^2. \qquad (6)$$

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

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

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

$$\begin{cases}\bar h_i=e^{i\psi}\\ h_3=\pm i\,e^{i\psi}\end{cases}\qquad(7)\qquad\qquad \begin{cases}\bar h_1=\cos\phi\, e^{i\psi}\\ \bar h_3=\sin\phi\, e^{i\psi}\end{cases}.\qquad(8)$$

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: $\bar a_7=-1$, $a_1=\ldots=a_6=0$) 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. Оказывается, 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 HuTMP 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.Fritzsch. In Colour Symmetry and Colour Confinement v.III ed. by J.Tran. Thanh Van (Editione Frontieres France) 1977.

[5] P. Ледницкий, В.Ю.Цейтлин. Письма в ЖЭТФ, 30, 354, 1979.

[6] T.-P.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.