Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 9, стр. 416 – 418 *10 ноября 1986 г.*

О НАРУШЕНИИ СУПЕРСИММЕТРИИ В СУПЕРСТРУННЫХ ТЕОРИЯХ

Н.В.Красников

Предложен механизм нарушения суперсимметрии в низкоэнергетической суперсимметричной $d = 4$ теории, полученной как низкоэнергетический предел 10-мерной суперструнной теории.

В последнее время интенсивно исследуется 10-мерная суперструнная теория с калибровочной группой $E_8 \times E_6$ [1–6], которая является первым реалистическим примером теории, объединяющей все известные в природе взаимодействия. При компактификации 10-мерной теории на многообразии типа Калаби – Яу эффективная четырехмерная теория обладает $N = 1$ суперсимметрией и описывается $E_8 \times E_6$ калибровочной группой [3]. Методом размерной редукции был получен эффективный $d = 4$ мерный лагранжиан, описывающий $N = 1$ супергравитацию с потенциалом Кэлера вида [4, 5]

$$G = -\ln(S + S^+) - 3\ln(T + T^+ - 2|C|^2) + \ln|W(C)|^2,$$

$$W(C) = d_{xyz} C_x C_y C_z . \tag{1}$$

Здесь S и T – скалярные поля, являющиеся синглетами относительно калибровочной группы $E_8 \times E_6$, а C_x – поля, преобразующиеся по представлениям $\underline{27}$ либо $\overline{\underline{27}}$ относительно калибровочной группы E_6. Эффективный потенциал, соответствующий Кэлерову потенциалу (1) имеет вид [4, 5]

$$V = \frac{1}{(S + S^+)(t + t^+)}\left(|W|^2 + \frac{t + t^+}{6}|W'_C|^2\right) + D^2 - \text{члены}, \tag{2}$$

$$t = T - |C_x|^2 .$$

В реальном мире $N = 1$ суперсимметрия должна быть нарушена. В работах [6, 7] было предложено использовать глюинный конденсат калибровочной группы E_8 (либо одной из ее подгрупп) для нарушения $N = 1$ суперсимметрии. Учет глюинного конденсата приводит к появлению в эффективном потенциале W добавки вида [6]

$$\Delta W = h \exp\left(-\frac{3S}{2b_0}\right), \quad b_0 > 0.$$

С учетом добавки ΔW член $|W|^2$ в выражении (2) заменится на [6]

$$\left| W + h\left(\frac{3S_R}{b_0} + 1\right) \exp\left(-\frac{3S}{2b_0}\right)\right|^2, \quad S_R = \operatorname{Re} S. \tag{3}$$

Как видно из выражения (3) при $W = 0$ не существует минимума с нулевой плотностью энергии вакуума (параметр S_R меняется в пределах от нуля до $+\infty$).

В настоящей статье мы покажем, что при нарушении калибровочной группы E_8 до группы $G_1 \times G_2$ (такое нарушение симметрии можно осуществить при помощи механизма Хосотани [8]) вследствие ненулевых глюинных конденсатов групп G_1 и G_2 возникает нарушение $N = 1$ суперсимметрии. Рассмотрим для определенности случай $G_1 = SU(2)$, $G_2 = SU(3)$. Учет глюинного конденсата приводит к появлению добавки к эффективному потенциалу

$$\Delta W = h_2 \exp\left(-\frac{3S}{2b_2}\right)\exp(i\pi k_2) + h_3 \exp\left(-\frac{3S}{2b_3}\right)\exp\left(\frac{2\pi i k_3}{3}\right), \tag{4}$$

$$b_N = \frac{3N}{16\pi^2}; \quad k_2 = 1, 2; \quad k_3 = 1, 2, 3.$$

Параметры h_2 и h_3 вообще говоря одного порядка по величине, для простоты мы рассмотрим случай $h_2 = h_3$. С учетом добавки (4) член $|W|^2$ в выражении (2) заменится на

$$|W + h_2 \left(\frac{3S_R}{b_2} + 1\right) \exp\left(-\frac{3S_R}{2b_2}\right) \exp(i\pi k_2) + h_2 \left(\frac{3S_R}{b_3} + 1\right) \exp\left(-\frac{3S_R}{2b_3}\right) \exp(i\pi k_3)|^2 .$$

Нетрудно показать, что при $k_2 = 1, k_3 = 3$ существует вакуумное решение

$$S_R = 0(1) \frac{9}{16\pi^2}$$

с нулевой плотностью энергии вакуума. Таким образом, при нарушении калибровочной группы

$$E_8 \to SU(3) \otimes SU(2)$$

удается нарушить $N = 1$ суперсимметрию. Масса гравитино при таком нарушении суперсимметрии равна

$$m_{3/2} = \exp\left(\frac{\langle G \rangle}{2}\right) .$$

Заметим, что наличие неперенормируемых членов в суперпотенциале $W(C)$, возникающих вследствие учета взаимодействия массивных возбуждений суперструны с наблюдаемыми полями C_X, также приводит к нарушению $N = 1$ суперсимметрии. При таком способе нарушения суперсимметрии можно получить стандартную низкоэнергетическую калибровочную группу $SU(3)^C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ сильного и электрослабого взаимодействий. Суперпотенциал $W(C)$, учитывающий взаимодействие массивных возбуждений суперструны с наблюдаемыми (легкими) полями $27 = C$ и $\overline{27} = \overline{C}$ представим в виде

$$W = d_{XYZ} C_X C_Y C_Z + d_{XYZ} \overline{C}_X \overline{C}_Y \overline{C}_Z + \frac{\alpha}{2} (\overline{C}_X C_X)^2 + \frac{\beta}{3} (\overline{C}_X C_X)^3 + \dots . \tag{4}$$

Уравнения для определения минимума эффективного потенциала

$$W'_C = 0, \quad W + \Delta W = 0 \tag{5}$$

имеют нетривиальное вакуумное решение

$$\langle C \rangle = \langle \overline{C} \rangle = \sqrt{-\alpha/\beta}. \tag{6}$$

Решение (6) соответствует нарушению

$$E_6 \to SO(10).$$

Дальнейшее нарушение калибровочной группы $SO(10)$ может происходить благодаря механизму Хосотани [8]. При этом можно нарушить калибровочную группу $SO(10)$ до стандартной $SU(3)^C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ калибровочной группы. Заметим, что при использовании механизма Хосотани для нарушения E_6 калибровочной группы низкоэнергетическая калибровочная группа содержит как минимум дополнительную $U(1)$ калибровочную группу, что приводит к модификации предсказаний стандартной модели Вейнберга – Салама для процессов с участием нейтральных токов.

Я благодарен Дж.Эллису, Д.Нильс и В.А.Матвееву за полезные обсуждения.

Литература

1. *Green M.B., Schwarz J.* Phys. Lett., 1984, **155B**, 365.
2. *Gross D. et al.* Nucl. Phys., 1985, **256B**, 253.
3. *Candelas P. et al.* Nucl. Phys., 1985, **258B**, 46.
4. *Witten E.* Phys. Lett., 1985, **155B**, 151.
5. *Dependinger J.P., Ibanez L.E., Nilles H.P.* Nucl. Phys., 1986, **169B**, 354.
6. *Dine M. et al.* Phys. Lett., 1985, **156B**, 55.

7. *Nilles H.P.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 193.
8. *Hosotani Y.* Phys. Lett., 1983, **126B**, 303.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 сентября 1986 г.