Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 2, стр. 127 – 129 *20 июля 1975 г.*

СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ ПЕРЕНОРМИРУЕМАЯ ТЕОРИЯ МАССИВНОГО ВЕКТОРНОГО НЕАБЕЛЕВА ПОЛЯ

Е.Н.Лихтман

Рассмотрена суперсимметричная модель, инвариантная также относительно глобальных $U(1)\otimes SU(n)$ преобразований. Модель описывает перенормируемое взаимодействие скалярных, спинорных и векторных полей, причем массы у всех полей одинаковы.

В [1] рассмотрена суперсимметричная модель, которая описывает взаимодействие дираковского спинорного, эрмитова скалярного и эрмитова векторного полей равной (и отличной от нуля) массы. В настоящей работе построена аналогичная перенормируемая модель, которая содержит неабелевы поля. Для бо́льшей компактности записей использован метод суперполей [2] в применении к зеркальноасимметричной супералгебре [3], относительно которой инвариантны рассматриваемые модели.

Чтобы построить суперполевую теорию массивного векторного поля, в качестве аргумента лагранжиана можно взять эрмитово скалярное суперполе

$$\hat{\Psi} = \hat{\Psi}(x, \bar{\eta}, \eta) = \hat{\Psi}_+ + \hat{\Psi}_- + \Psi_1, \tag{1а}$$

причем

$$\bar{D}\hat{\Psi}_+ = D\hat{\Psi}_- = 0, \tag{1б}$$

$$(\hat{\Psi}_+)^+ = \hat{\Psi}_-, \quad \dot{\bar{D}} = \bar{D}\bar{s}, \quad D = \overset{+}{s} D,$$

$$\bar{\eta} = \bar{\eta}\overset{+}{s}, \quad \eta = \bar{s}\eta, \quad \overset{\pm}{s} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5), \tag{1в}$$

где $\bar{\eta}$ и η – антикоммутирующие дираковские спинорные координаты, $\bar{D}$ и D – ковариантные производные по этим координатам, а $\hat{\Psi} = \Psi I + \Psi^a \tau^a$. Лагранжиан запишем следующим образом;

$$L = \int d^4x [L_1(x) + L_2(x)], \tag{2}$$

$$L_1 \sim \frac{1}{n\lambda^2} \mathrm{Sp} \int d^2\bar{\eta}\, d^2\eta \{[\bar{D}\bar{\gamma}_\mu (e^{-\lambda\hat{\Psi}} D e^{\lambda\hat{\Psi}})]^2 + \text{э.с.}\}, \tag{3}$$

$$L_2 \sim \frac{1}{n\lambda^2} \mathrm{Sp} \int d^2\bar{\eta}\, d^2\eta \{e^{\lambda\hat{\Psi}} - \lambda\hat{\Psi} - 1\}, \tag{4}$$

где $\overset{\pm}{\gamma}_\mu = \overset{\pm}{s}\gamma_\mu$. Лагранжиан L_1 описывает взаимодействие безмассовых полей [4], а добавление L_2 приводит к появлению одинаковой массы у всех полей.

Покажем, что теория с лагранжианом (2) перенормируема на массовой оболочке. Для этого произведем замену переменных

$$e^{\lambda\hat{\Psi}} = (1+\lambda\hat{\Phi}_-)\, e^{\lambda\hat{\Phi}_1}(1+\lambda\hat{\Phi}_+), \tag{5}$$

удовлетворяющую требованиям теоремы эквивалентности. Учитывая, что

$$\int d^4x \int d^2\bar{\eta}\, d^2\eta\, f(\Phi_\pm) = 0, \quad \mathrm{Sp}\ln(\hat{R}\hat{Q}) = \mathrm{Sp}\ln\hat{R} + \mathrm{Sp}\ln\hat{Q},$$

а также принимая во внимание (1б), получим

$$L_1 \sim \frac{1}{n\lambda^2}\mathrm{Sp}\int d^2\bar{\eta}\, d^2\eta\{[\bar{D}\bar{\gamma}_\mu(e^{-\lambda\hat{\Phi}_1} D\, e^{\lambda\hat{\Phi}_1})]^2 + \text{э.с.}\}, \tag{6}$$

$$L_2 \sim \frac{1}{n\lambda^2}\mathrm{Sp}\int d^2\bar{\eta}\, d^2\eta\{1+\lambda\hat{\Phi}_-)e^{\lambda\hat{\Phi}_1}(1+\lambda\hat{\Phi}_+) - \lambda\hat{\Phi}_1 - 1\}. \tag{7}$$

Так как $(\hat{\Phi}_1)^3 = 0$, то выражения (6) и (7) полиномиальны по полям. После интегрирования по $\bar{\eta}$ и η и исключения промежуточных полей имеем (масса и константа связи положены равными единице):

$$L(x) = \frac{1}{n}\mathrm{Sp}\Big\{\frac{1}{2}(\partial_\mu\hat{A})^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\hat{B})^2 - \frac{1}{8}[2\hat{A} + (\hat{A}+i\hat{B})(\hat{A}-i\hat{B})]^2 -$$

$$- \frac{1}{4}(\partial_\mu\hat{C}_\nu - \partial_\nu\hat{C}_\mu - 2i\check{C}_\mu\check{C}_\nu)^2 + \frac{1}{2}\hat{C}_\mu^2(1+\hat{A}+i\hat{B})(1+\hat{A}-i\hat{B}) -$$

$$- \frac{1}{2}(1+\hat{A}+i\hat{B})i\overleftrightarrow{\partial}_\mu(1+\hat{A}-i\hat{B})\hat{C}_\mu + \frac{i}{2}\hat{\bar{\Psi}}\gamma_\mu\overleftrightarrow{\partial}_\mu\hat{\Psi} - \hat{\bar{\Psi}}\bar{s}\hat{\Psi}(1+\hat{A}+i\hat{B}) -$$

$$- \hat{\bar{\Psi}}\overset{+}{s}\hat{\Psi}(1+\hat{A}-i\hat{B}) + \hat{\bar{\Psi}}\bar{\gamma}_\mu\hat{C}_\mu\hat{\Psi} + 2\check{\bar{\Psi}}\overset{+}{\gamma}_\mu\check{C}_\mu\check{\Psi}\Big\}, \tag{8}$$

где $\check{C}_\nu = C_\nu^a\tau^a$. Так как $\hat{C}_\nu$ – поперечная часть векторного поля ($\partial_\nu\hat{C}_\nu \equiv 0$), то лагранжиан (8) перенормируем. Заметим, что в абелевом случае теория с лагранжианом (8) совпадает (на массовой оболочке) с теорией, исследованной в [1].

Рассмотренную выше модель можно получить путем спонтанного нарушения калибровочной суперсимметрии. Для этого в качестве L_1 сле-

дует выбрать выражение (3), а L_2 записать следующим образом:

$$L_2 \sim \frac{1}{n\lambda^2} \mathrm{Sp} \int d^2\bar{\eta}\, d^2\eta \{ \lambda \hat{\Phi}_- e^{\lambda\hat{\Psi}} \lambda \hat{\Phi}_+ - \lambda \hat{\Psi} \}. \qquad (9)$$

Эта модель описывает взаимодействие калибровочного поля $\hat{\Psi}$ с полями $\hat{\Phi}_+$ и $\hat{\Phi}_-$, причем без последнего члена в (9) массы всех полей равны нулю. Добавление члена $-\lambda\hat{\Psi}$ приводит к появлению отрицательного квадрата массы у скалярных полей. После спонтанного нарушения калибровочной суперсимметрии, выбора суперкалибровки $\hat{\Psi}_+ = \hat{\Psi}_- = 0$ и подстановки $\hat{\Psi}_1 = \hat{\Phi}_1$ выражение (3) переходит в (6), а (9) в (7). Подчеркнем, что все скалярные, спинорные и векторные поля приобретают одинаковую массу за исключением поля $\hat{B}$ в (8), которое связано с продольной частью векторного поля.

Лагранжиан (8) наряду с неабелевыми полями содержит и абелевы поля. Это произошло потому, что преобразование (5), а также калибровочное преобразование полей $\hat{\Phi}_+$ и $\hat{\Phi}_-$ в (9), перепутывают синглетное и присоединенное представления группы $SU(n)$. Заметим также, что использование зеркальноасимметричной супералгебры привело, как и ранее [1, 3], к векторноаксиальному характеру тока спинорных полей в (8), т. е. к нарушению P-инвариантности теории.

Автор благодарен Ю.А.Гольфанду, И.В.Тютину и Е.С.Фрадкину за внимание и интерес, проявленные к работе.

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

Поступила в редакцию
15 июня 1975 г.

Литература

[1] Е.П.Лихтман. Письма в ЖЭТФ, 21, 243, 1974.

[2] A.Salam, J.Strathdee. ICTP, Trieste, preprint 1C(74)11.

[3] Ю.А.Гольфанд, Е.П.Лихтман. Письма в ЖЭТФ, 13, 452, 1971.

[4] A.Salam, J.Strathdee. ICTP, Trieste, Preprint 1C(74) 36.