Краткие сообщения по физике № 5-1988 г.

УДК 539.12.01

УЛЬТРАФИОЛЕТОВОКОНЕЧНАЯ КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Н.В.Красников, Н.А.Тавхелидзе

Построена ультрафиолетовоконечная квантовая электродинамика, содержащая помимо фотонного и спинорного бесконечное число массивных векторных полей.

В последнее время суперструнные теории являются наиболее популярными кандидатами на роль теории, объединяющей все известные в природе взаимодействия /1/. Основная причина подобного энтузиазма — надежда, подтвержденная однопетлевыми расчетами, на ультрафиолетовую конечность суперструнных теорий. Струны являются протяженными объектами и эквивалентны (по крайней мере, свободные струны) бесконечному набору локальных полей с произвольно большими спинами и массами. В работе /2/ предложено использовать бесконечнокомпонентные поля для построения ультрафиолетовоконечной теории поля. Приведен пример ультрафиолетовоконечной модели, содержащей бесконечное число скалярных полей с высшими производными во взаимодействии. Интересно построить реалистические ультрафиолетовоконечные модели (квантовая электродинамика, теории великого объединения, квантовая гравитация), содержащие бесконечнокомпонентные поля.

В настоящей работе построена ультрафиолетовоконечная квантовая электродинамика, содержащая помимо фотонного и спинорного бесконечное число массивных векторных полей с высшими производными во взаимодействии.

Лангранжиан модели имеет вид:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_I, \tag{1}$$

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\Psi}\hat{\partial}\Psi - m\bar{\Psi}\Psi + \sum_{n=0}^{\infty} [-(1/4)F_{\mu\nu,n}F_n^{\mu\nu} + (M^2 n/2)(A_{\mu,n} - \partial_\mu\varphi_n)^2 - ((2n+1)M^2/2)B_{\mu,n}B_n^{\mu}], \tag{2}$$

$$\mathcal{L}_I = e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu^{\text{eff}} = e\sum_{n=0}^{\infty}\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi[(-g\Box)^n(2n!)^{-1/2}A_{\mu,2n} + \sqrt{M^2(2n+1)}\,(-g\Box)^n\sqrt{g}\,((2n+1)!)^{-1/2}\times$$
$$\times(A_{\mu,2n+1} + B_{\mu,n})],\quad g>0.$$

Лагранжиан (1) описывает взаимодействие спинорного поля Ψ с массой m с фотонным полем $A_{\mu,0}$ и с бесконечным числом массивных векторных полей $A_{\mu,n} - \partial_\mu\varphi_n$ с массой $M^2(n) = M^2 n$ $(n = 1,2 \ldots)$. Поля $B_{\mu,n}$ являются нераспространяющимися (свободный лагранжиан (2) не содержит производных от полей $B_{\mu,n}$). Взаимодействие $\mathcal{L}_I$ представимо в виде бесконечной суммы локальных взаимодействий с высшими производными. Лагранжиан (1) инвариантен относительно калибровочных преобразований

$$A_{\mu,2n} \to A_{\mu,2n} + \partial_\mu a_{2n},$$

$$\varphi_{2n} \to \varphi_{2n} + a_{2n},$$

$$\Psi \to \exp\left\{ie(-g\Box)^n(2n!)^{-1/2}a_{2n}(x)\right\}\Psi,$$

$$A_{\mu,2n+1} \to A_{\mu,2n+1} + \partial_\mu a_{2n+1},$$

$$\varphi_{2n+1} \to \varphi_{2n+1} + \alpha_{2n+1},$$

$$\Psi \to \exp\left\{ \sqrt{g}\, ie\, \sqrt{M^2(2n+1)}\ ((2n+1)!)^{-1/2}(-g\Box)^n \alpha_{2n+1}(x) \right\}\ \Psi.$$

Свободный пропагатор для эффективного поля A_μ^{eff} в поперечной калибровке представим в виде:

$$D_{\mu\nu}^{eff}(k) = \int \langle 0| T(A_\mu^{eff}(x),\ A_\nu^{eff}(0))\,|0\rangle e^{ikx} d^4x = i(g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu/k^2)\, F(k^2), \tag{3}$$

$$F(k^2) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(gk^2)^l}{M^2 l - k^2 - i\epsilon} \frac{1}{l!} = \frac{1}{M^2} \int_0^1 dx \exp(gk^2x)\, x^{[-k^2/M^2 - 1]}.$$

Нетрудно проверить, что в евклидовой области ($k^2 < 0$) пропагатор (3) экспоненциально убывает при больших $|k^2|$. Действительно, прямое вычисление дает

$$F(-q^2)|_{q^2=-k^2} = \frac{1}{M^2}\left(-\frac{d}{d(gq^2)}\right)^{q^2/M^2-1}\left[\frac{1}{gq^2}\ (1 - \exp(-gq^2))\right].$$

Вычисление интеграла (3) методом перевала приводит к результату

$$F(-q^2)|_{q^2\to\infty} = \sqrt{2\pi/M^2 q^2}\, \exp\left[-(q^2/M^2)(1 + \ln M^2 g)\right] \quad \text{при}\ M^2 g > 1.$$

Нетрудно проверить, что для экспоненциально убывающего пропагатора (3) все диаграммы теории возмущений за исключением однопетлевой e^2-поправки к поляризации векторного пропагатора $\langle T(A_\mu^{eff}(x), A_\nu^{eff}(0))\rangle$ являются ультрафиолетовоконечными. На языке полей Ψ, $\bar\Psi$ и A_μ^{eff} модель (1) описывает нелокальную макропричинную и унитарную теорию. Свойства унитарности и макропричинности можно доказать путем прямого обобщения соответствующего доказательства /3/ для нелокальной однокомпонентной скалярной модели.

Таким образом, на примере квантовой электродинамики продемонстрировано, что введение бесконечнокомпонентного векторного поля с высшими производными во взаимодействии приводит к принципиально новой возможности (по сравнению со стандартными конечнокомпонентными теориями поля типа квантовой хромодинамики, модели Вейнберга – Салама и т.д.) устранения ультрафиолетовых расходимостей в квантовой теории поля. Было бы весьма интересно построить ультрафиолетовоконечную квантовую гравитацию, используя в качестве эффективного ультрафиолетового регуляризатора бесконечнокомпонентное массивное тензорное поле.

Авторы благодарны сотрудникам теоретического отдела ИЯИ АН СССР за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Green M. B., Schwarz J. H. Phys. Lett., 149B, 117 (1984); Schwarz J. H. Phys. Rep., 89C, 225 (1982).
2. Krasnikov N. V. Phys. Lett., 195B, 377 (1987).
3. Ефимов Г. В. Нелокальные взаимодействия. М., Наука, 1977.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 19 января 1988 г.