Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 11, стр. 491 – 493 *10 декабря 1986 г.*

КВАНТОВАЯ МОДЕЛЬ ТЕХНИЦВЕТА С СОСТАВНЫМИ КАЛИБРОВОЧНЫМИ БОЗОНАМИ

Ю.В.Новожилов

Предложена квантовая модель техницвета, в которой составные калибровочные бозоны, мезон Хиггса и новые векторные частицы появляются в результате бозонизации техникварковых токов. Получены соотношения между массами и угол Вейнберга.

В модели техницвета [1] мезон Хиггса является составным, а калибровочные бозоны W_μ и B_ν предполагаются элементарными. В предлагаемой ниже квантовой модели техницвета все бозоны стандартной электрослабой теории Вейнберга – Салама – Глэшоу являются составными, и, кроме того, эта модель содержит несколько новых бозонов, существование которых вытекает из групповой структуры модели. Основная трудность при введении составных калибровочных полей состоит в обеспечении калибровочной инвариантности в отсутствие затравочных калибровочных полей в исходном лагранжиане. Следуя аналогии с методом инвариантного пространства Фока [2], мы строим кинематический калибровочный потенциал из составного поля. Направление абелева (электромагнитного) вращения в техни-изоспиновом пространстве отождествляется с направлением технипионного поля.

Технифермионный лагранжиан и квантовый функционал модели имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\psi &= i\bar\psi\gamma^\mu(\partial_\mu + G_\mu)\psi \equiv \bar\psi \not{D}\psi, \\ Z_\psi(\not{D}) &= \int \mathcal{D}\bar\psi\mathcal{D}\psi \exp i\int \bar\psi\not{D}\psi, \end{aligned} \tag{1}$$

где $G_\mu = G^a_\mu T_a$ – техницветовое поле и T_a – антиэрмитовы генераторы техногруппы. Каждый техникварк имеет два техниаромата, так что группа техни-изоспина есть $SU(2)$; элементарного поля этой группы не существует. Предполагается, что режим техницвета в области низких энергий подобен режиму КХД, а именно – характеризуется киральным $C_q = \langle\bar\psi\psi\rangle$ и положительным техниглюонным $C_g = \frac{\alpha_s}{\pi}\langle G^2_{\mu\nu}\rangle$ конденсатами [3].

Составные бозонные поля появляются в качестве параметров матрицы преобразования $\exp\omega$ техникварковых полей $\psi \to \exp\omega\psi$, или же $\not{D} \to \exp\omega^+\not{D}\exp\omega$, изменяющего величину Z_ψ [4]. Хотя нас интересуют векторное и псевдовекторное, а также псевдоскалярное техни-изоспиновые поля, синглетные по техницвету, из групповых соображений вводятся все 10 типов полей – коэффициентов в разложении ω по полной системе матриц 8×8, построенных на дираковских и изоспиновых матрицах

$$\omega = \bar\sigma + \bar\Pi + \bar\rho + \bar A_5 + \bar F,$$

$$\bar\sigma = \sigma_0\tau_0 + \hat\sigma,\ \bar\Pi = \gamma_5(\Pi_0\tau_0 + \hat\Pi),\ \bar F = \sigma_{\mu\nu}(F_0^{\mu\nu}\tau_0 + \hat F^{\mu\nu}),$$
$$\bar\rho = \rho_0\tau_0 + \hat{\not\rho},\ \bar A_5 = i\gamma_5(\not A_0\tau_0 + \hat{\not A});\ \hat A = A_a\tau_a,\ \not A = \gamma^\mu A_\mu. \tag{2}$$

Эффективное действие $W_э(\omega)$ не будет инвариантным относительно калибровочных преобразований $S(x)$: $W_э(\omega) = -i\ln Z_\psi(\not D)Z_\psi^{-1}(e^{\omega+}\not De^{\omega}) \neq W_э(\omega^S)$, $\omega^S = S\omega S^+$, $SS^+ = 1$.

Среди полей (2) только технипионное поле $\bar\Pi$ является безмассовым. Определим калибровочное пространство $SU(2)\times U(1)$ по полю $\bar\Pi$ и отождествим направление абелева (электромагнитного) вращения в $SU(2)$ пространстве с направлением $\hat\Pi = \hat n\Pi$. Тогда мы сможем ввести калибровочные поля и обеспечить абелеву инвариантность теории. Введем матрицу $\alpha(x) = U\exp i(\Pi\tau_3 + \Pi_0)$, которая задается полем $\bar\Pi$; здесь $\hat\Pi = U\tau_3U^+\Pi$, $UU^+ = 1$. При калибровочном преобразовании $\alpha\to S\alpha$, в частности, при абелевом преобразовании $S_n = \exp\frac{i}{2}(\hat n + y)\varphi$ будет $\Pi\to\Pi + \varphi/2$, $\Pi_0\to\Pi_0 + y\varphi/2$. Отношение $\Pi_0/\Pi = y$ характеризует техникварки; y есть $U(1)$ – заряд, а $Q = \frac{1}{2}(\hat n + y)$ – электрический заряд. Поле $\bar\alpha\partial_\mu\bar\alpha^+$ определяет векторное калибровочное преобразование в пространстве техни-ароматов. Пусть W_μ и B_μ – калибровочные поля групп $SU(2)$ и $U(1)$, так что $L_\mu = W_\mu + \frac{1}{2}yB_\mu$ преобразуется как $\bar\alpha\partial_\mu\bar\alpha^+$. Аналогично ведет себя $R_\mu = \frac{1}{2}(\hat n + y)B_\mu + U\partial_\mu U^+$.

Параметры в (2) связаны с калибровочными полями следующим образом:

$$\hat A_{5\mu} = \frac{i}{2}(L_\mu - R_\mu),\ -iF_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu + [V_\mu, V_\nu],\ V_\mu = \frac{1}{2}(L_\mu + R_\mu).$$

Поля $\bar\rho$, $\hat\sigma$, $\not A_{50}$ не зависят от калибровочных полей; $\bar\rho$ и $\hat\sigma$ преобразуются однородно, $\not A_{50}$ описывает нейтральный псевдовекторный изосинглет. Поле Хиггса H_β есть $H_\beta = \bar\alpha_{\beta 2}\exp\sigma_0$, так как потенциальный член в эффективном лагранжиане для H^+H (известный из КХД [3]) имеет вид $\mathcal{L}(H^+H) = (C_g/24)\,\mathrm{tr}\,[\frac{1}{2}(H^+H)^2 - \ln H^+H]$, характерный для спонтанного нарушения симметрии. Слабый гиперзаряд техникварков y равен y (Хиггс). Технипионное поле $\bar\Pi$ определяет калибровку; в унитарной калибровке $\hat\Pi = \Pi_0 = 0$. В общем случае следует перейти к $\overset{\circ}{\omega} = \bar\alpha^+\omega\bar\alpha$, где все поля испытывают только абелево преобразование, например, $\overset{\circ}{\Pi} = \gamma_5\times(\tau_3 + y)\bar\Pi$, $\overset{\circ}{W}_\mu = \bar\alpha^+W_\mu\bar\alpha + \bar\alpha^+\partial_\mu\bar\alpha$, $\overset{\circ}{A}_5 = \bar\alpha^+\bar A_5\bar\alpha$. Эффективный лагранжиан $\mathcal{L}_э(\overset{\circ}{\omega})$ в терминах физических полей $\overset{\circ}{\omega}$ в квадратичном по $\overset{\circ}{\omega}$ приближении имеет вид (далее опускаем значок $^\circ$ у $\overset{\circ}{\omega}$)

$$\mathcal{L}_э(\omega) = \frac{F_0^2}{4}\,\mathrm{tr}\,\{(\partial_\mu\bar\sigma)^2 + (\partial_\mu\bar\Pi)^2 - \frac{2}{3}(\partial_\mu\bar A_5)^2 - \frac{2}{3}(\partial_\mu\bar\rho)^2 + \frac{1}{3}(\partial_\mu\bar F)^2\}$$
$$- \frac{C_g}{6}\,\mathrm{tr}\,\{\bar\sigma^2 - \frac{1}{4}\bar\rho^2 - \frac{3}{4}\bar A_5^2 + \frac{1}{6}\bar F^2\} + \mathcal{L}_т, \tag{3}$$

где все поля безразмерны, F_0 – технипионная константа, $\mathcal{L}_т$ – тахионный член

$$\mathcal{L}_т = \frac{n_f}{480\pi^2}\,\mathrm{tr}\,(3\sigma\not D^4\sigma - 5\bar\Pi\not D^4\Pi - 4\bar\rho\not D^4\bar\rho + 2\bar A_5\not D^4\bar A_5). \tag{4}$$

Здесь n_f – размерность техницветового представления техникварков. Кубическое взаимодействие без производных есть

$$\mathcal{L}^{(3)} = \frac{1}{9}C_g\,\mathrm{tr}\,(\omega^3 + \frac{3}{4}\omega\gamma_\mu\omega^2\gamma^\mu). \tag{5}$$

Согласно (3) массы всех частиц пропорциональны техниглюонному конденсату C_g: $m_W^2 = \frac{3C_g}{8F_0^2}$, $m_\rho^2 = \left(\frac{2}{3}\right)m_W^2 = \left(\frac{3}{8}\right)m_\sigma^2 = \left(\frac{1}{3}\right)m_A^2$. При этом угол Вейнберга θ_W определяется слабым гиперзарядом техникварков (или мезона Хиггса): $\mathrm{tg}^2\,\theta_W = (1 + 2y^2)^{-1} = \frac{1}{3}$, $\theta_W = 30°$. Таким образом, масса хиггсовского мезона в нашей модели равна ~ 110 ГэВ. Учет члена (4) изменит это значение. Модель содержит два параметра – F_0 и C_g, которые характеризуют низкоэнергетическую область техницвета. Эти параметры можно фиксировать по массе W-бозона и электрическому заряду e^2 с помощью соотношений $3e^2F_0^2 = 4m_W^2$, $C_g = 2e^2F_0^4$. Для $e^2 \approx 0{,}1$, имеем $F_0 \cong 300$ ГэВ и $C_g = (140\ \text{ГэВ})^4$. Таким образом, в дополнение к бозонам стандартной электрослабой теории Вейнберга – Салама – Глэшоу модель предсказывает существование массивных векторных (некалибровочных) частиц – изотриплета и изосинглета со слабым гиперзарядом $y_\rho = 0$ и одинаковыми массами m_ρ, псевдовектора-изосинглета $y_A = 0$ и массой m_A, а также изотриплета скалярных мезонов σ с $y_\sigma = 0$ и m_σ. Но новые частицы могут и не взаимодействовать непосредственно с лептонами и кварками; их взаимодействие с другими полями описывается в простейшем случае тройными вершинами в (5).

Литература

1. *Weinberg S.* Phys. Rev., 1979, **D19**, 1277; *Susskind L.* Phys. Rev., 1979, **D20**, 2619; *Farhi E., Susskind L.* Phys. Rep., 1981, C 74, 277.
2. *Новожилов Ю.В.* ТМФ, 1984, **60**, 372.
3. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Novozhilov V.Yu., Novozhilov Yu.V.* Lett. Math. Phys., 1986, **11**, 217.
4. *Андрианов А.А., Новожилов Ю.В.* ТМФ, 1986, **69**, 78.

Ленинградский
государственный университет им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
24 октября 1986 г.