

## ОБ ЭЛЕКТРОСЛАБОМ НЕСОХРАНЕНИИ БАРИОННОГО ЧИСЛА В РАСПАДАХ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

*В.А.Рубаков*

На примере модели техницвета показано, что электрослабое несохранение барионного числа, связанное с  $\theta$ -структурой вакуума и треугольной аномалией, может быть не мало в процессах распада частиц с массой больше или порядка  $M'_W / \alpha_W$  ( $\sim 10$  ТэВ). Экспериментальная характеристика таких процессов – большое количество кварков (струй) и лептонов в конечном состоянии.

Одним из интересных эффектов  $\theta$ -структуры вакуума в калибровочных теориях <sup>1-3</sup> является аномальное несохранение фермионных квантовых чисел, таких как аксиальный  $U(1)$  заряд в четырехмерной КХД <sup>1</sup> и двумерной КЭД <sup>3</sup> или барионное число в стандартной электрослабой теории <sup>1</sup>. В четырехмерных теориях с малой константой связи это несох-

ранение обычно связывают с инстантонами <sup>4</sup>, описывающими туннельные переходы между вакуумами с различными квантовыми числами, так что соответствующие амплитуды предполагаются экспоненциально малыми. В частности, считается, что электрослабое несохранение барионного числа подавлено фактором  $\exp(-\text{const}/\alpha_w)$ .

В этой статье мы покажем, что в моделях, содержащих тяжелые частицы (с массой больше или порядка  $M_W/\alpha_w \sim 10$  ТэВ), аномальное электрослабое несохранение барионного числа в распадах этих частиц может быть не мало (подробнее см. в <sup>5</sup>). В качестве примера рассмотрим распад технибариона в модели техницвета <sup>6</sup>, причем будем описывать технибарион в рамках модели Скирма <sup>7, 8</sup>. Лагранжиан модели Скирма (в контексте техницвета) с калибровочной группой  $SU(2)_L$  (группа слабого гиперзаряда несущественна для дальнейшего) имеет вид

$$L = \frac{1}{2g_w^2} \text{Tr} A_{\mu\nu}^2 - F_\Pi^2 \text{Tr}(U^{-1} D_\mu U)^2 + \frac{1}{32e^2} \text{Tr} [U^{-1} D_\mu U, U^{-1} D_\nu U]^2, \quad (1)$$

где  $U = \exp(i\tau^a \Pi^a / 2F_\Pi)$ ,  $\Pi^a$  — технипионные поля,  $F_\Pi$  — технипионная константа связи,  $e$  — константа Скирма,  $D_\mu = \partial_\mu + A_\mu$ . Отметим, что при больших значениях числа техницветов ( $N_{TC}$ )

$$F_\Pi^2 \propto N_{TC}, \quad e^2 \propto N_{TC}^{-1}. \quad (2)$$

При калибровочных преобразованиях  $\omega$  из  $SU(2)_L$  поле  $U(x)$  преобразуется следующим образом:  $U \rightarrow \omega U$ , так что можно выбрать унитарную калибровку  $U = 1$ . В этой калибровке  $D_\mu U = A_\mu$ , поэтому из (1) видно, что векторные бозоны приобретают массу  $M_W = g_w F_\Pi$ , а технипионы исчезают из спектра.

Обсудим существование статических солитонов (технибарионов) в модели (1). Они являются локальными минимумами функционала энергии. Удобно произвести замену переменных  $x^i = y^i / F_\Pi e$ ,  $A^i = F_\Pi e B^i$  (можно показать, что для статического солитона можно выбрать  $A_0 = 0$ ) и записать функционал энергии в унитарной калибровке в виде  $H = (F_\Pi / e) \tilde{H}$ , где

$$\tilde{H} = - \frac{e^2}{2g_w^2} \int \text{Tr} B_{ij}^2 d^3y - \int \text{Tr} B_i^2 d^3y - \frac{1}{32} \int \text{Tr} [B_i, B_j]^2 d^3y. \quad (3)$$

При  $g_w^2/e^2 \rightarrow 0$  (выключенные слабые взаимодействия) в (3) доминирует первое слагаемое, если оно не равно нулю. Требование равенства нулю первого слагаемого означает, что  $B_i$  имеет "чисто калибровочный" вид,  $B_i = V \partial_i V^{-1}$ ,  $V(x) \in SU(2)$ . Минимизация оставшихся слагаемых с таким  $B_i$  приводит к уравнениям Скирма, которые имеют солитонное решение с топологически-нетривиальным  $V$ . Масса солитона (технибариона) имеет порядок  $F_\Pi / e$ ; солитон классически стабилен и может распадаться лишь туннельным образом, т. е. в результате инстантонного перехода <sup>9</sup>.

С другой стороны, при достаточно больших  $g_w^2/e^2$  первым слагаемым в (3) можно пренебречь, и функционал энергии не имеет локального минимума. Действительно, второе и третье слагаемые в (3) положительны и при масштабном преобразовании  $B_i \rightarrow \lambda B_i$  ведут себя как  $\lambda^2$  и  $\lambda^4$  соответственно, что и доказывает отсутствие локального минимума (это — стандартный аргумент Деррика, см. <sup>8</sup>). Таким образом, в этом случае метастабильного технибариона не существует (по крайней мере в рамках модели Скирма). Поскольку технибарионное число не сохраняется лишь за счет электрослабой треугольной аномалии, заключаем, что это несохранение не мало, если  $g_w^2/e^2$  превышает некоторое критическое значение порядка единицы, или, иными словами, если масса технибариона  $M_{TB} \sim F_\Pi / e$  превышает некоторое критическое значение порядка  $F_\Pi / g_w \sim M_W / \alpha_w$  (вычисление этого критического значения будет опубликовано в отдельной работе <sup>10</sup>). В соответствии с (2) это имеет место по крайней мере при достаточно больших  $N_{TC}$ .

В моделях, где технибарион имеет столь большую массу, пертурбативное рождение технибариона (в паре с анти-технибарионом) приводит к быстрому аномальному распаду последнего (можно показать <sup>5</sup>, что время жизни составляет величину порядка  $M_W^{-1}$ ). При этом распаде образуются калибровочные поля группы  $SU(2)_L$  с единичным значением  $q \equiv (32\pi^2)^{-1} \int \text{Tr} A_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} d^4x$ , поскольку изменение технибарионного числа равно  $q$ . Например, в модели Скирма технибарионное состояние (в унитарной калибровке) описывается конфигурацией типа  $A_i(\mathbf{x}, t=0) = V \partial_i V^{-1}$  с топологически-нетривиальным  $V(\mathbf{x})$ , его распад — это классический переход этой конфигурации в вакуум  $A_i(\mathbf{x}, t=\infty) = 0$ ; для таких  $A_i(\mathbf{x}, t)$  имеем  $q = 1$ . Электрослабые калибровочные поля с  $q = 1$  рождают обычные кварки и лептоны, при этом обычные барионные и лептонные числа не сохраняются, и изменение фермионного числа каждого дублета равно единице <sup>11</sup>. Таким образом, аномальный распад технибариона сопровождается рождением как минимум девяти кварков (струй) и трех лептонов; это может служить наблюдаемой характеристикой обсуждаемого процесса.

В заключение отметим, что неподавленное аномальное несохранение барионного и лептонного чисел в распадах тяжелых частиц может быть характерно не только для моделей техницвета. Имеются аргументы <sup>5</sup> в пользу того, что оно может возникать и в стандартной электрослабой модели с механизмом Хиггса, если в нее включены элементарные фермионные дублеты с массой, превышающей некоторое критическое значение порядка  $M_W/\alpha_W$ . Однако, в этом случае количественное исследование вопроса представляется затруднительным, поскольку юкавская константа связи тяжелых фермионов с хиггсовским полем велика (порядка  $g_W^{-1}$ ).

Автор благодарен В.А.Матвееву и А.Н.Тавхелидзе за постоянное внимание и интерес к работе и Й.Амбьорну, А.П.Исаеву, Н.В.Красникову, В.А.Кузьмину, Х.Б.Нильсену и М.Е.Шапошникову за полезные обсуждения.

#### Литература

1. *t' Hooft G.* Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 8; Phys. Rev., 1976, D14, 3432.
2. *Callan C.G., Dashen R.F., Gross D.J.* Phys. Lett., 1976, 63B, 334; *Jackiw R., Rebbi C.* Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 172.
3. *Красников Н.В., Матвеев В.А., Рубаков В.А., Тавхелидзе А.Н., Токарев В.Ф.* ТМФ, 1980, 45, 313.
4. *Belavin A.A., Polyakov A.M., Schwarz A.S., Tyupkin Yu.S.* Phys. Lett., 1975, 58B, 85.
5. *Rubakov V.A.* NORDITA preprint, 1984.
6. *Farhi E., Susskind L.* Phys. Reports, 1981, 74C, 277.
7. *Skyrme T.H.R.* Proc. Roy. Soc., 1961, A260, 127; *Witten E.* Nucl. Phys., 1983, B223, 433.
8. *Фаддеев Л.Д.* Сб. "Труды Международной конференции по нелокальным теориям поля, Алушта, 1976", ОИЯИ, 1976.
9. *D'Hoker E., Farhi E.* Phys. Lett., 1984, 134B, 86.
10. *Ambjorn J., Rubakov V.A.* NORDITA preprint, 1984.
11. *Christ N.H.* Phys. Rev., 1980, D21, 1591.