ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001-15
ОНФ

Б.А. Арбузов[1], М.Ю. Осипов

ОБ ОТКЛОНЕНИЯХ ОТ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ В ОДНОМ ВАРИАНТЕ ДИНАМИЧЕСКОГО НАРУШЕНИЯ ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в *ЯФ*

[1]E-mail: arbuzov@theory.npi.msu.su

Протвино 2001

УДК 539.1.01 М–24

Аннотация

Арбузов Б.А., Осипов М.Ю. Об отклонениях от Стандартной Модели в одном варианте динамического нарушения симметрии: Препринт ИФВЭ 2001-15. – Протвино, 2001. – 15 с., 5 рис., библиогр.: 15.

В работе изложен вариант динамического нарушения электрослабой симметрии, связанный со спонтанным возникновением трехбозонного калибровочного взаимодействия с константой λ_V в методе квазисредних Н.Н. Боголюбова. Рассмотрен возможный вклад в отклонения от предсказаний Стандартной Модели в параметры распада $Z \to \bar{b}\,b$. Показано, что можно добиться согласия с экспериментальными данными и ограничениями в случае существования нетривиального решения для вершины $\bar{t}\,b\,W$. Рассмотрена также возможность существования нетривиальной вершины перехода $t \to c\,(Z,\,\gamma)$. В этом случае найдено решение, согласующееся с совокупностью данных, которое предсказывает значение $\lambda_V = -\,0.04 \pm 0.01$, а также определяет порядок величины массы c-кварка.

Abstract

Arbuzov B.A., Osipov M.Yu. On Deviations from the Standard Model in a Variant of a Dynamical Breaking of the Electroweak Symmetry: IHEP Preprint 2001-15. – Protvino, 2001. – p. 15, figs. 5, refs.: 15.

A variant of dynamical breaking of the electroweak symmetry, which is connected with a spontaneous appearance of triple gauge boson coupling with constant λ_V due to N.N. Bogolyubov quasi-averages method, is considered. Possible contributions to deviations from predictions of the Standard Model for the parameters of decay $Z \to \bar{b}\,b$ are studied. A possibility is demonstrated to achieve an agreement with experimental data and restrictions in case of existence of the nontrivial solution for vertex $\bar{t}\,b\,W$. We consider also a possibility of existence of non-trivial transition vertex $t \to c\,(Z,\,\gamma)$. In this case the solution is found, being in agreement with the totality of data, which predicts the value $\lambda_V = -\,0.04 \pm 0.01$ and defines also the order of magnitude of the c-quark mass.

Введение

Известно, что стандартная модель электрослабых взаимодействий хорошо согласуется с совокупностью экспериментальных данных, за возможным исключением некоторых подозрительных эффектов. В частности, указания на отклонения от Стандартной Модели (СМ) наблюдаются в процессах распада $Z \to \bar{b}b$. Расхождение между стандартной моделью и экспериментом можно заметить, если сравнить экспериментальные данные и значения, вычисленные по СМ для ширины этого распада R_b и асимметрии вперед-назад A^b_{FB} рождения b-кварка и его антикварка в электрон-позитронных столкновениях при $\sqrt{s} = M_Z$. Например, для ширины и асимметрии эксперимент [1] и СМ дают соответственно следующие значения: $R_b(exp) = 0.21664 \pm 0.00068$, $R_b(theor) = 0.21583$, $A^b_{FB}(exp) = 0.0982 \pm 0.0017$, $A^b_{FB}(theor) = 0.1037$. Для описания указанных эффектов удобно использовать следующие относительные отклонения:

$$\Delta_b = \frac{R_b(exp) - R_b(theor)}{R_b(theor)} = 0.0038 \pm 0.0032,$$
$$\Delta_{FB} = \frac{A^b_{FB}(exp) - A^b_{FB}(theor)}{A^b_{FB}(theor)} = -0.053 \pm 0.016. \qquad (1)$$

Здесь (exp) означает экспериментальные значения, а $(theor)$ значения, даваемые Стандартной Моделью. Возможный эффект в параметре Δ_{FB}, хотя и составляет всего 3.2 стандартных отклонения, однако неизменно фиксируется на протяжении уже длительного времени. При рассмотрении вариантов, отклоняющихся от Стандартной Модели, следует принимать во внимание ограничения (1).

В данной работе мы рассмотрим величины R_b и A^b_{FB} в рамках модели динамического нарушения электрослабой симметрии [2], [3]. В указанной модели нарушение симметрии происходит не за счет стандартного механизма Хиггса, а иным, “динамическим”, способом, в рамках метода квазисредних Н.Н. Боголюбова [4]. В рассматриваемом варианте электрослабая симметрия нарушается благодаря возникновению в теории дополнительной калибровочно-инвариантной вершины взаимодействия электрослабых векторных бозонов, которая эффективно действует в области “малых” импульсов, ограниченных автоматически возникающим в теории обрезанием по импульсам частиц. Вершина взаимодействия трех бозонов W^+, W^-, W^0 с импульсами и индексами соответственно $p, \mu; q, \nu; k, \rho$ имеет вид

$$\Gamma(W^+,W^-,W^0)_{\mu\nu\rho}(p,q,k) \,=\, \frac{i\lambda_V g}{M_W^2}\,F(p^2,q^2,k^2)\,\Gamma_{\mu\nu\rho}(p,q,k)\,,$$
$$\Gamma_{\mu\nu\rho}(p,q,k) \,=\, g_{\mu\nu}(p_\rho(qk)-q_\rho(pk))+g_{\nu\rho}(q_\mu(pk)-k_\mu(pq))+$$
$$+\, g_{\rho\mu}(k_\nu(pq)-p_\nu(qk))+k_\mu p_\nu q_\rho - q_\mu k_\nu p_\rho\,, \tag{2}$$
$$F(p^2,q^2,k^2) \,=\, \frac{\Lambda^6}{(\Lambda^2-p^2)(\Lambda^2-q^2)(\Lambda^2-k^2)}\,.$$

Отметим, что вершины вида (2) неоднократно рассматривались исходя из феноменологических соображений [5], [6], следствия вершины (2) изучались экспериментально и существуют экспериментальные ограничения на λ_V [1]. Наличие формфактора $F(p^2,q^2,k^2)$, содержащего множитель обрезания Λ, обеспечивает сходимость петлевых интегралов.

Из уравнений использованного метода при Λ порядка нескольких ТэВ $|\lambda_V|$ оказывается порядка нескольких сотых. Вопрос о возникновении масс W и Z в рамках данной модели рассматривался в [2], а также в недавних работах [7], [8]. Наряду с массами калибровочных бозонов в модели рассматривается вопрос о большой массе t-кварка. Происхождение его массы может быть связано с аномальной вершиной его взаимодействия с фотоном [9]

$$\Gamma^t_\mu(p,q,k) \,=\, \frac{ie\kappa}{2M_t}\,F(p^2,q^2,k^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,k_\nu. \tag{3}$$

В результате мы приходим к теории, в которой нарушена исходная калибровочная симметрия, массивными являются W, Z, t, а остальные кварки (и лептоны) являются безмассовыми, элементарные хиггсовы скаляры отсутствуют, а основное отличие от СМ состоит в наличии новых эффективных вершин (2, 3). Эти вершины приводят, разумеется, к эффектам, отличающим вариант от стандартной модели, и следует проверить, как следствия согласуются с экспериментальными ограничениями сверху на соответствующие параметры. А именно прямые эффекты (измерение рождения пар W и пар t-кварков) дают следующие экспериментальные ограничения [1]:

$$\lambda_V \,=\, -\,0.037\,\pm\,0.03; \qquad |\kappa|\,\leq\,0.5. \tag{4}$$

1. Учет пары тяжелых кварков

Рассмотрим сначала электрослабые взаимодействия дублета тяжелых кварков t, b. Существование аномальных вершин (2, 3) позволяет сформулировать уравнения для ряда других аномальных взаимодействий, а именно для двух нейтральных переходов tW^0t, bW^0b и заряженного перехода tWb. Запишем выражения для вершин этих переходов.
Вершина tWb:

$$\Gamma^{tb}_\mu(p,q,k) \,=\, \frac{ig}{2M_t}\,F(p^2,q^2,k^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,k_\nu\,(\xi^{tb}_+(1+\gamma_5)+\xi^{tb}_-(1-\gamma_5)). \tag{5}$$

Вершина tW^0t:

$$\Gamma^t_\mu(p,q,k) \,=\, \frac{igy}{2M_t}\,F(p^2,q^2,k^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,k_\nu. \tag{6}$$

Вершина bW^0b:

$$\Gamma^b_\mu(p,q,k) \,=\, \frac{igx}{2M_t}\,F(p^2,q^2,k^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,k_\nu. \tag{7}$$

В (5, 6, 7) формфактор $F(p^2, q^2, k^2)$ имеет тот же вид, что и в (2). Мы предполагаем, что не только “левые”, но также и “правые” кварки участвуют во взаимодействиях. В частности, это приводит к возможности возникновения массы b-кварка. В дальнейшем мы предполагаем ее существование и вводим параметр

$$\mu = \frac{m_b}{M_t}\,. \tag{8}$$

Вследствие калибровочной инвариантности существуют дополнительные к (5, 6, 7) вершины $\bar{t}bW^+W^0$, $\bar{t}tW^+W^-$, $\bar{b}bW^+W^-$:

$$\Gamma^{tb}_{\mu\nu}(p, q, k_1, k_2) \;=\; \frac{ig^2}{2M_t}\, F(p^2, q^2, (k_1 + k_2)^2)\, \sigma_{\mu\nu}\, (\xi^{tb}_+(1 + \gamma_5) + \xi^{tb}_-(1 - \gamma_5)); \tag{9}$$

здесь $k1, \mu$ и $k2, \nu$ суть соответственно импульсы и индексы W^+- и W^0-бозонов, а p, q – импульсы кварков.

$$\Gamma^{t}_{\mu\nu}(p, q, k_1, k_2) \;=\; \frac{ig^2 y}{2M_t}\, F(p^2, q^2, (k_1 + k_2)^2)\, \sigma_{\mu\nu}\,, \tag{10}$$

где μ и ν соответственно индексы W^+, W^- и аналогичная вершина $\bar{b}bW^+W^-$

$$\Gamma^{b}_{\mu\nu}(p, q, k1, k2) \;=\; \frac{ig^2 x}{2M_t}\, F(p^2, q^2, (k_1 + k_2)^2)\, \sigma_{\mu\nu}. \tag{11}$$

Наличие трехбозонного аномального взаимодействия и аномальных взаимодействий (5, 6, 7) с участием t- и b-кварков приводит к существованию также вершин со структурой $\gamma_\rho k^2 - \hat{k}k_\rho$. Введем для них следующие обозначения:

$$\begin{aligned}
\hat{\Gamma}^{tb}_{\rho} &= \frac{ig}{Mt^2}(\gamma_\rho k^2 - k_\rho \hat{k})(\hat{\xi}^{tb}_+(1 + \gamma_5) + \hat{\xi}^{tb}_-(1 - \gamma_5)),\\
\hat{\Gamma}^{b}_{\rho} &= \frac{ig}{Mt^2}(\gamma_\rho k^2 - k_\rho \hat{k})(\hat{x}_+(1 + \gamma_5) + \hat{x}_-(1 - \gamma_5)),\\
\hat{\Gamma}^{t}_{\rho} &= \frac{ig}{Mt^2}(\gamma_\rho k^2 - k_\rho \hat{k})(\hat{y}_+(1 + \gamma_5) + \hat{y}_-(1 - \gamma_5)).
\end{aligned} \tag{12}$$

С учетом этих вершин рассмотрим уравнения для (5, 6, 7) в однопетлевом приближении, учитывая при этом члены с квадратичной расходимостью. Соответствующие однопетлевые диаграммы Фейнмана представлены на рис. 2.

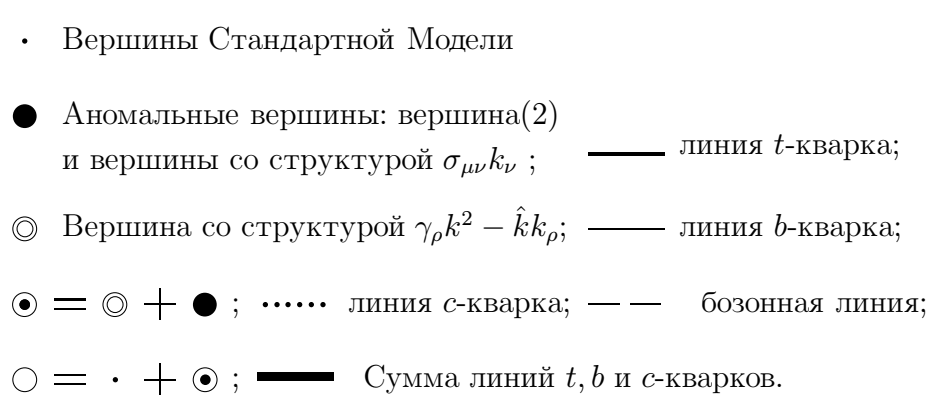

Рис. 1. Обозначения в представленных ниже диаграммах.

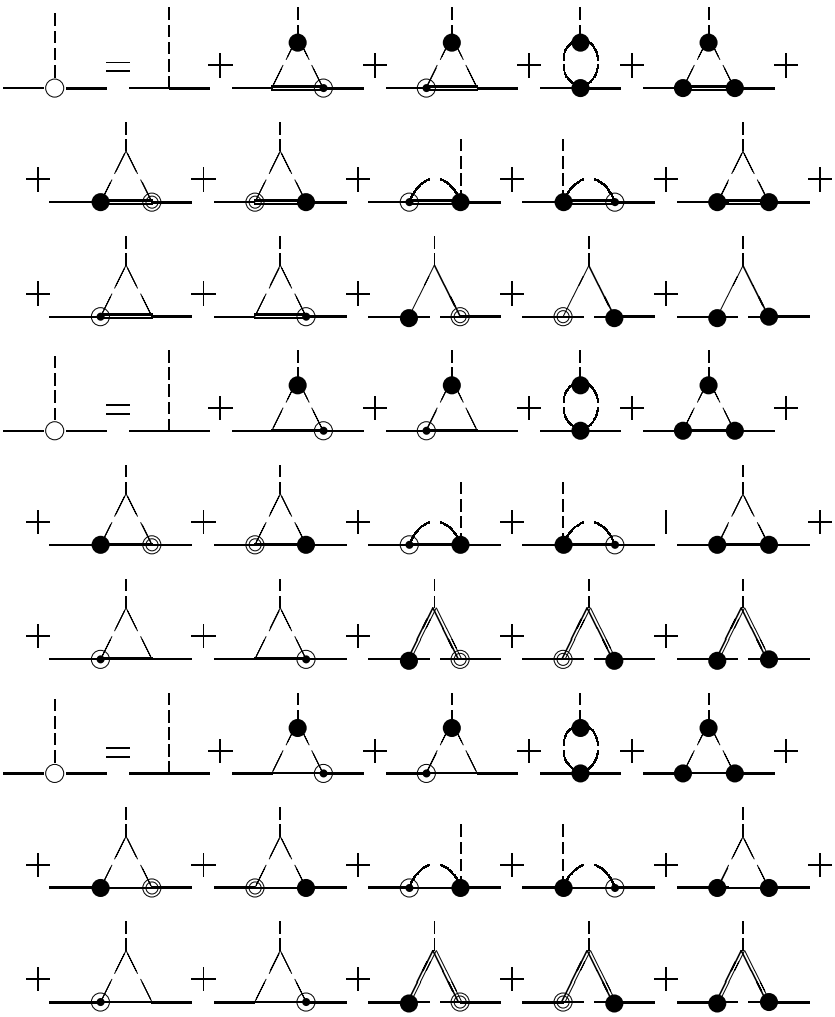

Рис. 2. Диаграммное представление уравнений для вершин в однопетлевом приближении в случае рассмотрения взаимодействий t-, b-кварков.

Следует отметить, что при расчетах вышеуказанных диаграмм возникают члены с матричными структурами γ_ρ, $\gamma_\rho k^2 - k_\rho \hat{k}$ и $\sigma_{\rho\mu} k_\mu$. Для расчетов величин R_b и A^b_{FB} нам важна вершина Γ^{bb}, которую мы представим в следующей форме:

$$\Gamma^b_\rho = \frac{g}{2\cos\theta_w}(a_b\gamma_\rho + b_b\gamma_\rho\gamma_5 + c_b i\sigma_{\rho\mu}k_\mu)\,. \tag{13}$$

Проводя обычные петлевые вычисления, мы получаем для коэффициентов a, b, c значения:

$$a_b = a_0 + a_1, \quad b_b = b_0 + b_1, \quad a_0 = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\theta, \quad b_0 = -\frac{1}{2},$$

$$a_1 = \frac{K}{4}\left(-\left(\frac{1}{3} + \cot^2\theta_W - \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)(\xi^{tb}_+)^2 + \left(\frac{1}{4\theta} - \frac{1}{3} - \cot^2\theta_W + \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)(\xi^{tb}_-)^2\right) +$$

$$+\frac{K}{4}x^2\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{4\theta}\right) + F - \frac{K}{4}\cot^2\theta_W\xi^{tb}_-\hat{\xi}^{tb}_-,$$

$$
\begin{aligned}
b_1 &= \frac{K}{4}\left(-\left(\frac{1}{3} + \cot^2\theta_W - \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)(\xi_+^{tb})^2 - \left(\frac{1}{4\theta} - \frac{1}{3} - \cot^2\theta_W + \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)(\xi_-^{tb})^2\right) + \\
&+ \frac{K}{16\theta}x^2 + F + \frac{K}{4}\cot^2\theta_W \xi_-^{tb}\hat{\xi}_-^{tb}, \\
c_b &= \frac{-2\cos^2\theta_W}{M_t}\,x\,. \qquad (14)
\end{aligned}
$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$
\theta = \sin\theta_W, \quad F = \left(\frac{9}{4\sqrt{2}}\cot^2\theta_W + \frac{1}{4}\cot^2\theta_W\xi_+^{tb} - \frac{\lambda_V}{3\theta\sqrt{2}}\right)K\hat{\xi}_+^{tb}, \quad K = \frac{\alpha\Lambda^2}{\pi M_t^2}.
$$

В данной работе при вычислениях мы считаем массу t-кварка M_t равной 174 ГэВ. Используя аналитическое выражение вершины (13) и результаты (14), мы получаем выражения для Δ_b, Δ_{FB}, которые мы определяем как относительные отклонения наших результатов от СМ для их сравнения с экспериментальными данными:

$$
\begin{aligned}
\Delta_b &= \frac{1}{a_0^2 + b_0^2}\left(2(a_0a_1 + b_0b_1) + a_1^2 + b_1^2 + \frac{M_Z^2}{2}c^2\right), \\
\Delta_{FB} &= \frac{\xi_1 - \xi_2}{1 + \xi_2}\,, \qquad (15) \\
\xi_1 &= \frac{12(a_1b_0 + a_0b_1 + a_1b_1)}{3 - 4\sin^2\theta_w}, \\
\xi_2 &= \frac{72(a_0a_1 + b_0b_1) + 36(a_1^2 + b_1^2) + 18c^2M_Z^2}{(3 - 4\sin^2\theta_w)^2 + 9}.
\end{aligned}
$$

Относительные отклонения Δ_b и Δ_{FB} являются функциями параметров модели ξ_+^{tb}, ξ_-^{tb}, Λ, λ_V, κ. Эти параметры оказываются взаимосвязанными между собой. Чтобы найти эти связи, проведем вычисление диаграмм рис. 2 и получим совокупность уравнений для параметров модели:

$$
\begin{aligned}
\xi_-^{tb} &= \left(-a + k_0\left(\hat{\xi}_+^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{y}_+\right)\right)x - \left(\frac{5}{24}h - 2b(y - \mu x) + \right. \\
&\left. + k_0(\hat{y}_+ - \hat{x}_-)\right)\xi_-^{tb} - k_0y\left(\hat{\xi}_-^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{x}_-\right) + \frac{a}{2}\mu\hat{x}_- - \frac{a}{2\sqrt{2}}\hat{\xi}_-^{tb}, \\
x &= (-a + 2b\xi_+^{tb})\xi_-^{tb} - \left(\frac{h}{4} + \frac{k_0}{9}\left(\hat{x}_- + \hat{x}_+\right)\right)x + \frac{10}{9}k_0(\xi_-^{tb}\hat{\xi}_+^{tb} + \xi_+^{tb}\hat{\xi}_-^{tb}) + \frac{a}{2}\hat{\xi}_-^{tb}, \\
\xi_+^{tb} &= \left(a - k_0\left(\hat{\xi}_+^{tb} - \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{x}_+\right)\right)y - \left(\frac{5}{24}h + 2b(y - \mu x) + \right. \qquad (16) \\
&\left. + k_0(\hat{y}_- - \hat{x}_+)\right)\xi_+^{tb} + k_0x\left(\hat{\xi}_-^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{y}_-\right) - \frac{a}{2}\hat{y}_- - \frac{a}{2\sqrt{2}}\mu\hat{\xi}_-^{tb}, \\
y &= (a - 2b\mu\xi_-^{tb})\xi_+^{tb} - \left(\frac{h}{4} - \frac{k_0}{9}(\hat{y}_+ + \hat{y}_-)\right)y - \frac{10}{9}k_0(\xi_+^{tb}\hat{\xi}_+^{tb} + \xi_-^{tb}\hat{\xi}_-^{tb}) - \frac{a}{2}\mu\hat{\xi}_-^{tb}, \\
\hat{\xi}_+^{tb} &= b(y\xi_+^{tb} - x\xi_-^{tb}) + \sqrt{2}a\hat{\xi}_+^{tb} - a(\hat{x}_+ - \hat{y}_+),
\end{aligned}
$$

$$\hat{\xi}_-^{tb} = b(y\xi_-^{tb} - x\xi_+^{tb}), \quad \hat{x}_+ = -b(\xi_+^{tb})^2 - 2a\hat{\xi}_+^{tb}, \quad \hat{x}_- = -b(\xi_-^{tb})^2,$$
$$\hat{y}_+ = b(\xi_-^{tb})^2 + 2a\hat{\xi}_+^{tb}, \quad \hat{y}_- = b(\xi_+^{tb})^2.$$

Здесь под μ мы имеем в виду относительную массу b-кварка (8), которую подразумеваем равной 0.024, что соответствует массе b-кварка 4.2 ГэВ, и вводим следующие обозначения:

$$a = \frac{h}{8}, \quad b = \frac{h}{40}, \quad h = \frac{\alpha\lambda_V\Lambda^2}{\pi\theta M_W^2}, \quad \theta = \sin^2\theta_W, \quad k_0 = \frac{9}{24\theta}K.$$

Заметим, что из этой совокупности уравнений можно выделить ряд систем с двумя аргументами в каждой системе. Так, следующие пары параметров можно сгруппировать в отдельные системы уравнений ξ_-^{tb}, x и ξ_+^{tb}, y, причем указанные пары, являясь аргументами своей системы, участвуют в других системах в качестве параметров. Отметим, что параметр κ, характеризующий взаимодействие t-кварка с фотоном (3), связан с y простым равенством: $\kappa = y$. Из системы уравнений(15) можно заключить, что имеются несколько типов решений.

Расмотрим каждое решение более подробно. Первое, так называемое тривиальное решение, удовлетворяет условию

$$\xi_-^{tb} = 0.$$

В этом случае, как можно убедиться из приведенной выше системы уравнений, $x = 0$, а параметры ξ_+^{tb} и y образуют нелинейную систему уравнений:

$$\xi_+^{tb} = \left(a - k_b\frac{\sqrt{2}}{9}\left((\xi_+^{tb})^2 + 2ay^0\xi_+^{tb}\right)\right)y + \left(-\frac{5h}{24} + 2by\right)\xi_+^{tb} - \frac{ab}{2}(\xi_+^{tb})^2 - 2k_b(\xi_+^{tb})^2,$$

$$y = a\xi_+^{tb} - \left(\frac{h}{4} - \frac{k_b}{9}\left((\xi_+^{tb})^2 + 2ay^0\xi_+^{tb}\right) + \frac{10}{9}k_b(\xi_+^{tb})^2\right)y, \quad k_b = bk_0.$$

Здесь мы для упрощения вычислений используем в некоторых местах для y нулевое приближение $y^0 = a\xi_+^{tb}l$, $l = 4(4 + h)^{-1}$. Подставляя значение y из второго уравнения в первое, для ξ_+^{tb} получим следующее выражение, связывающее параметры ξ_+^{tb}, λ_V и h:

$$A\xi_+^{tb} = 0\,, \tag{17}$$
$$A = \left(a - k_b\frac{\sqrt{2}}{9}(\xi_+^{tb})^2\left(1 + 2a^2l\right)\right)a\bar{l} + +2ba\bar{l}\xi_+^{tb} - \frac{5}{24}h - \frac{ab}{2}\xi_+^{tb} - 2k_b(\xi_+^{tb})^2 - 1,$$
$$\bar{l} = \frac{36}{36 + 9h + 36k_b(\xi_+^{tb})^2(1 + 2a^2l)}\,.$$

Как видно из (15), одновременное равенство нулю ξ_-^{tb} и ξ_+^{tb} даёт нулевые значения для относительных отклонений Δ_b, Δ_{FB}. Поэтому мы рассмотрим случай нетривиального решения для ξ_+^{tb}. Из приведенного выше однородного уравнения (15) можно заключить, что нетривиальное решение для ξ_+^{tb} существует при условии равенства единице выражения A. Выражение A является функцией трех параметров: ξ_+^{tb}, λ_V, h. Приравняем его нулю и выберем в качестве независимых аргументов ξ_+^{tb} и λ_V. Тогда h однозначно будет определяться из условия равенства A нулю. Как видно из определений (15), относительные

отклонения Δ_b и Δ^b_{FB} можно вычислить, задавая два независимых параметра ξ^{tb}_+, λ_V. Пусть λ_V принимает значения -0.07, -0.06, -0.05, лежащие в интервале экспериментального ограничения (1), а ξ^{tb}_+ мы выберем таким образом, чтобы относительное отклонение Δ_b также не выходило за значения, даваемые экспериментом: $0.0 \leq \Delta \leq 0.006$. При указанных условиях вычислим Δ^b_{FB} и Λ. Множитель обрезания Λ определяется с помощью λ_V и h.

Результаты вычислений представлены в табл. 1.

Таблица 1.

λ_V	ξ^{tb}_+	Λ	Δ_b	Δ_{FB}	κ
-0.05	-0.03	6.384	0.0057	0.0004	0.082
	-0.025	6.386	0.0042	0.0003	0.072
	0.025	6.399	0.0038	0.0003	-0.072
	0.03	6.4	0.0055	0.0004	-0.086
-0.06	-0.03	5.828	0.0047	0.0003	0.082
	-0.025	5.83	0.0031	0.0002	0.066
	0.025	5.842	0.0032	0.0002	-0.072
	0.03	5.843	0.0045	0.0003	-0.086
-0.07	-0.03	5.396	0.004	0.0003	0.082
	-0.025	5.397	0.0031	0.0002	0.074
	0.025	5.41	0.0025	0.0002	-0.07
	0.03	5.41	0.004	0.0003	-0.088

Как видно из таблицы, значения относительного отклонения асимметрии Δ_{FB} получаются положительными, что не удовлетворяет экспериментальному ограничению (1).

Рассмотрим теперь вариант модели, когда ξ^{tb}_- не равно нулю. Для этого несколько упростим систему уравнений (15). Решая последние четыре уравнения системы относительно переменных $\hat{\xi}_\pm$, $\hat{x}_\pm$, $\hat{y}_\pm$, получим:

$$\begin{aligned}
\hat{\xi}^{tb}_+ &= b(y\xi^{tb}_+ - x\xi^{tb}_- + a((\xi^{tb}_+)^2 + (\xi^{tb}_-)^2))l_0,\\
\hat{\xi}^{tb}_- &= b(y\xi^{tb}_- - x\xi^{tb}_+),\\
\hat{x}_+ &= -b(\xi^{tb}_+)^2 - 2a\hat{\xi}^{tb}_+,\\
\hat{x}_- &= -b(\xi^{tb}_-)^2,\\
\hat{y}_+ &= b(\xi^{tb}_-)^2 + 2a\xi^{tb}_+,\\
\hat{y}_- &= b(\xi^{tb}_+)^2,\ l_0 = \frac{72}{72 - 18h - h^2}.
\end{aligned} \tag{18}$$

Далее подставляя вместо переменных со “шляпкой” их значения (18) в первые четыре уравнения системы (16), приходим к новой, более упрощенной, системе уравнений:

$$\xi^{tb}_- = \left(-a(1 - k_b l_0((\xi^{tb}_+)^2 + (\xi^{tb}_-)^2)) + \left((l_0 + 1)k_0 y_0 \xi^{tb}_+ + + \frac{a}{2\sqrt{2}}\xi^{tb}_+\right)b\right)x -$$

$$-\left(\frac{5}{24}h + 2b(y_0 - \mu x_0) + k_0 b(y_0^2 + l_0 x_0^2) + \frac{ab}{2}\mu\xi^{tb}_-\right)\xi^{tb}_-,$$

$$x = \left(-a + 2b\xi^{tb}_+ + \frac{ab}{2}y_0 + \frac{10}{9}k_0 b y_0 \xi^{tb}_+(l_0 + 1)\right)\xi^{tb}_- l_x,$$

$$
\begin{aligned}
l_x &= \frac{36}{36 + 9h + 4k_0 b(9(\xi_+^{tb})^2 + (10l_0 - 1)(\xi_-^{tb})^2) + 18ab\xi_+^{tb}},\\
\xi_+^{tb} &= \left(a(1 - k_b l_0((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) + \left((l_0 + 1)k_0 x_0 \xi_-^{tb} + + \frac{a}{2\sqrt{2}}\mu\xi_-^{tb}\right)b\right)y -\\
&- \left(\frac{5}{24}h + 2b(y - \mu x) + k_0 b(y_0^2 l_0 + x_0^2) + \frac{ab}{2}\xi_+^{tb}\right)\xi_+^{tb},\\
y &= \left(a - 2b\mu\xi_-^{tb} + \frac{ab}{2}\mu x_0 + \frac{10}{9}k_0 b x_0 \xi_-^{tb}(l_0 + 1)\right)\xi_+^{tb} l_y,\\
l_y &= \frac{36}{36 + 9h + 4k_0 b(9(\xi_-^{tb})^2 + (10l_0 - 1)(\xi_+^{tb})^2) + 18ab\mu\xi_-^{tb}}.
\end{aligned}
\tag{19}
$$

Здесь для упрощения вычислений мы используем нулевое приближение для x и y:

$$
x_0 = (-a + (2 + a^2 l_y)b\xi_+^{tb} + 10/9(l_0 + 1)a l_y k_b (\xi_+^{tb})^2)\xi_-^{tb} l_x,
$$

$$
y_0 = (a - (2 + a^2 l_x)b\mu\xi_+^{tb} - 10/9(l_0 + 1)a l_x k_b (\xi_-^{tb})^2)\xi_+^{tb} l_y.
$$

Подставляя выражения для x и y соответственно в первое и третье уравнения системы (19), получим следующие однородные уравнения для ξ_-^{tb} и ξ_+^{tb}:

$$
\begin{aligned}
&B_-\xi_-^{tb} = 0, \qquad (20)\\
&B_- = \left(a(1 - k_b l_0((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) - (l_0 + 1)k_b y_0 \xi_+^{tb} - \frac{ab}{2\sqrt{2}}\xi_+^{tb}\right) \times\\
&\times\left(a - 2b\xi_+^{tb} + \frac{ab}{2}y_0 + \frac{10}{9}k_b y_0 \xi_+^{tb}(l_0 + 1)\right)l_x - \frac{5}{24}h +\\
&+ 2b(\mu x_0 - y_0) - k_b(y_0^2 + l_0 x_0^2) - \frac{ab}{2}\mu\xi_-^{tb} - \frac{ab}{2\sqrt{2}}y_0 - 1,\\
&B_+\xi_+^{tb} = 0, \qquad (21)\\
&B_+ = \left(a(1 - k_b l_0((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) + (l_0 + 1)k_b x_0 \xi_-^{tb} - \frac{ab}{2\sqrt{2}}\mu\xi_-^{tb}\right) \times\\
&\times\left(a - 2b\mu\xi_-^{tb} + \frac{ab}{2}\mu x_0 + \frac{10}{9}k_b x_0 \xi_-^{tb}(l_0 + 1)\right)l_y - \frac{5}{24}h +\\
&+ 2b(\mu x_0 - y_0) + k_b(l_0 y_0^2 + x_0^2) - \frac{ab}{2}\xi_+^{tb} + \frac{ab}{2\sqrt{2}}\mu x_0 - 1\,.
\end{aligned}
$$

Как видно из приведенных однородных уравнений (20), (21), нетривиальные решения для ξ_-^{tb} и ξ_+^{tb} существуют при выполнении соответственно условий: $B_- = 0$ и $B_+ = 0$. В свою очередь, определители B_+, B_- являются функциями трех аргументов: ξ_-^{tb}, ξ_+^{tb}, h. Мы будем выбирать значения этих параметров таким образом, чтобы определители B_+ и B_- обращались в нуль одновременно. При подстановке в выражения (14) значений, при которых существуют нетривиальные решения однородных уравнений (20), (21), выполнялось условие: $0.00 \leq \Delta_b \leq 0.006$, то есть, чтобы получающееся из модели теоретическое значение Δ_b лежало в интервале экспериментального ограничения (1). При этом мы задаём параметр λ_V также в рамках экспериментального ограничения: $|\lambda_V| \leq 0.07$. Следуя

указанным условиям, из (20), (21) можно получить значения относительного отклонения асимметрии вперёд-назад Δ^b_{FB} и параметра κ аномального взаимодействия t-кварка с фотоном. Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Таблица 2.

λ_V	ξ^{tb}_-	ξ^{tb}_+	Λ	Δ_b	Δ_{FB}	κ
-0.02	0.15	0.166	9.56	0.007	-0.041	-0.383
-0.03	0.18	0.2	7.82	0.0054	-0.0373	-0.468
-0.04	0.203	0.226	6.79	0.0043	-0.0323	-0.53
-0.05	0.222	0.248	6.08	0.0023	-0.0294	-0.584
-0.06	0.238	0.266	5.56	0.004	-0.0255	-0.65
-0.07	0.25	0.279	5.16	0.001	-0.022	-0.686

Полученные результаты, как видно из таблицы, позволяют сделать вывод, что относительное отклонение асимметрии при различных значениях λ_V и при подборе определённых значений параметра ξ^{tb}_-, таких чтобы для Δ_b удовлетворить условию (1), также попадает в интервал, даваемый экспериментальными данными (1). При этом значения κ удовлетворяют ограничению (4) при $\lambda_V = -0.02, -0.03$.

2. Включение c-кварка

Рассмотрим также возможность существования аномальных взаимодействий с участием c-кварка. Для этого исследуем вершины взаимодействий нейтрального тока и заряженного тока и запишем их в следующем виде.
Вершина cW^+b:

$$\Gamma^{cb}_\mu(p,q,k) \;=\; \frac{ig}{2M_t}\, F(p^2,q^2,k^2)\, \sigma_{\mu\nu}\, k_\nu\, (\xi^{cb}_+(1\,+\,\gamma_5) + \xi^{cb}_-(1-\gamma_5)). \tag{22}$$

Вершина cW^0t:

$$\Gamma^{ct}_\mu(p,q,k) \;=\; \frac{ig}{2M_t}\, F(p^2,q^2,k^2)\, \sigma_{\mu\nu}\, k_\nu\, (y^{ct}_+(1+\gamma_5) + y^{ct}_-(1-\gamma_5)). \tag{23}$$

Вершина cW^0c:

$$\Gamma^{c}_\mu(p,q,k) \;=\; \frac{ig}{2M_t}\, F(p^2,q^2,k^2)\, \sigma_{\mu\nu}\, k_\nu\, (y^{c}_+(1+\gamma_5) + y^{c}_-(1-\gamma_5)). \tag{24}$$

Вследствие калибровочной инвариантности имеют место также вершины $\bar{c}bW^+W^0$, $\bar{c}tW^+W^-$, $\bar{c}cW^+W^-$:

$$\Gamma^{cb}_{\mu\nu}(p,q,k_1,k_2) \;=\; \frac{ig}{2}\, F(p^2,q^2,(k_1+k_2)^2)\, \sigma_{\mu\nu}\, (\xi^{cb}_+(1+\gamma_5) + \xi^{cb}_-(1-\gamma_5)) \tag{25}$$

(здесь k_1, μ и k_2, ν суть соответственно импульсы и индексы W^+- и W^0-бозонов, а p, q – импульсы кварков),

$$\Gamma^{ct}_{\mu\nu}(p,q,k_1,k_2) \;=\; \frac{ig}{2}\, F(p^2,q^2,(k_1+k_2)^2)\, \sigma_{\mu\nu}\, (y^{ct}_+(1+\gamma_5) + y^{ct}_-(1-\gamma_5)), \tag{26}$$

$$\Gamma^c_{\mu\nu}(p,q,k_1,k_2) \;=\; \frac{ig}{2}\,F(p^2,q^2,k^2)\,\sigma_{\mu\nu}\,(y^c_+(1+\gamma_5)+y^c_-(1-\gamma_5)), \tag{27}$$

где μ и ν соответственно индексы W^+, W^-. В (24)–(27) формфактор имеет тот же вид, что и в (2). Наличие вершин (22) – (27) позволяет сформулировать выражения для новых вершин со структурой $\gamma_\rho k^2 - k_\rho \hat{k}$:

$$\begin{aligned}
\hat{\Gamma}^{cb}_\rho &= \frac{ig}{Mt^2}(\gamma_\rho k^2 - k_\rho\hat{k})(\hat{\xi}^{cb}_+(1+\gamma_5) + \hat{\xi}^{cb}_-(1-\gamma_5)),\\
\hat{\Gamma}^{c}_\rho &= \frac{ig}{Mt^2}(\gamma_\rho k^2 - k_\rho\hat{k})(\hat{y}^{c}_+(1+\gamma_5) + \hat{y}^{c}_-(1-\gamma_5)),\\
\hat{\Gamma}^{ct}_\rho &= \frac{ig}{Mt^2}(\gamma_\rho k^2 - k_\rho\hat{k})(\hat{y}^{ct}_+(1+\gamma_5) + \hat{y}^{ct}_-(1-\gamma_5)).
\end{aligned} \tag{28}$$

Уравнения для вершин представлены в диаграммной форме на рис. 3,4 аналогично тому, как это было сделано для переходов tW^+b, tW^0t на рис. 2.

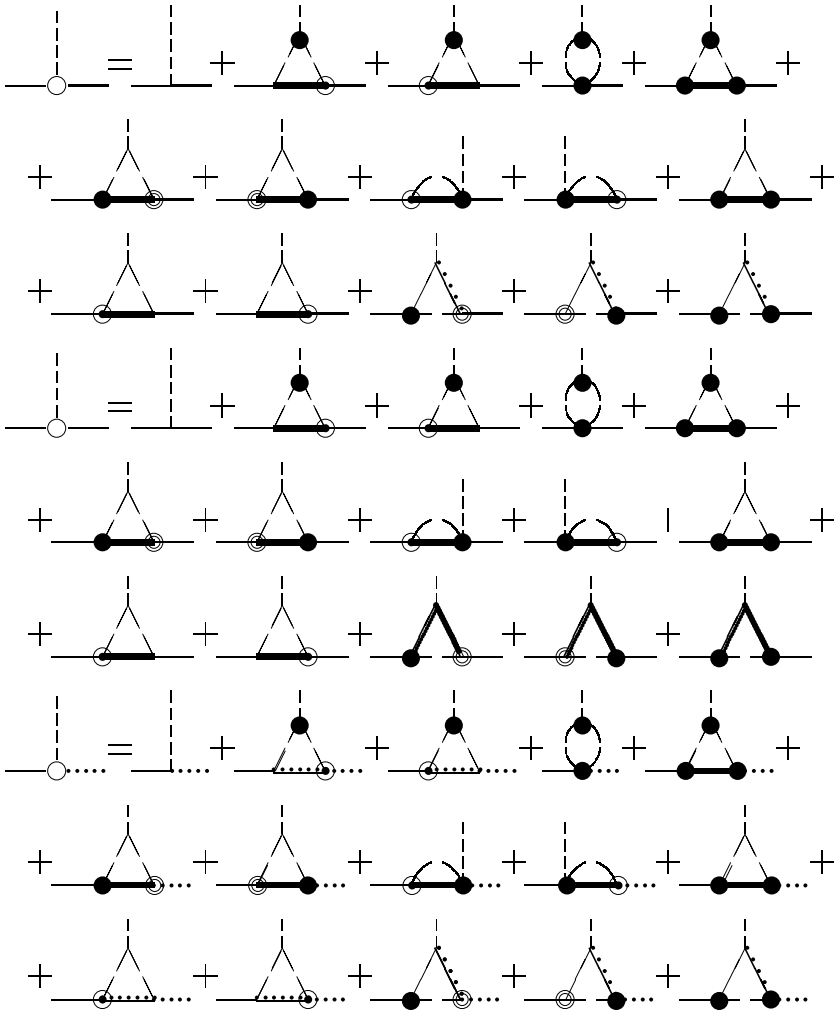

Рис. 3. Диаграммное представление уравнений для вершин переходов tWb, bWb, cWb с участием c-кварка.

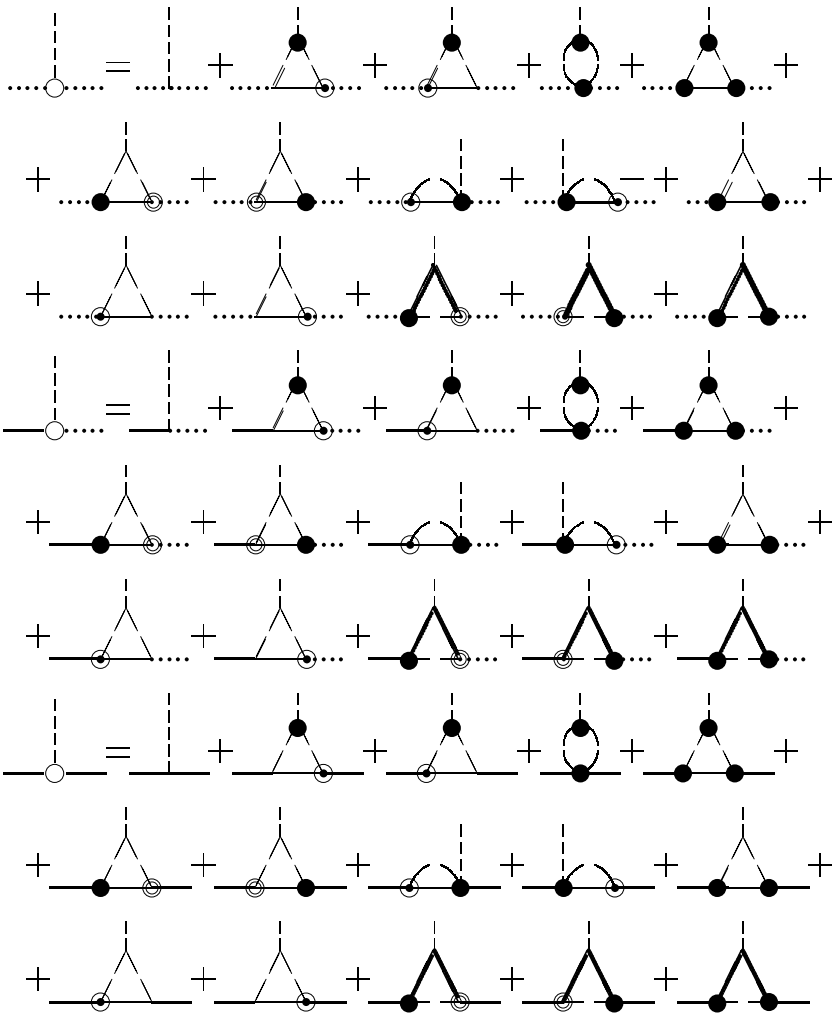

Рис. 4. Диаграммное представление уравнений для вершин переходов cWc, cWt, tWt с участием c-кварка.

Проводя вычисление петлевых интегралов в выражениях, получаем совокупность уравнений для следующих параметров ξ_-^{tb} и x, ξ_+^{tb} и y, ξ_+^{cb} и y_+^{ct}:

$$
\begin{aligned}
\xi_-^{tb} &= \left(-a + k_0\left(\hat{\xi}_+^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{y}_+^t)\right)\right)x - \left(\frac{5}{24}h - 2b(y - \mu x) + \right. \\
&\left. + k_0(\hat{y}_+ - \hat{x}_-)\right)\xi_-^{tb} - k_0(y^t\left(\hat{\xi}_-^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{x}_-\right) + \frac{a}{2}\mu\hat{x}_- - \frac{a}{2\sqrt{2}}\hat{\xi}_-^{tb}, \\
x &= (-a + 2b\xi_+^{tb})\xi_-^{tb} - \left(\frac{h}{4} + \frac{k_0}{9}(\hat{x}_- + \hat{x}_+)\right)x + \\
&+ \frac{10}{9}k_0(\xi_-^{tb}\hat{\xi}_+^{tb} + \xi_+^{tb}\hat{\xi}_-^{tb} + \xi_+^{cb}\hat{\xi}_-^{cb}) + \frac{a}{2}\hat{\xi}_-^{tb}, \qquad (29) \\
\xi_+^{tb} &= \left(a - k_0(\hat{\xi}_+^{tb} - \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{x}_+)\right)y - \left(\frac{5}{24}h + 2b(y - \mu x) + \right.
\end{aligned}
$$

$$+ k_0(\hat{y}_- \hat{x}_+)\Bigg)\xi_+^{tb} - k_0(\xi_+^{cb}\hat{y}_-^{ct}) + k_0 x(\hat{\xi}_-^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{y}_-) - \frac{a}{2}\hat{y}_- - \frac{a}{2\sqrt{2}}\mu\hat{\xi}_-^{tb},$$

$$y = \left(a - 2b\mu\xi_-^{tb})\xi_+^{tb} - \left(\frac{h}{4} - \frac{k_0}{9}(\hat{y}_+ + \hat{y}_-)\right)y + \frac{k_0}{9}y_+^{ct}\hat{y}_-^{ct} - \frac{10}{9}k_0(\xi_+^{tb}\hat{\xi}_+^{tb} + \xi_-^{tb}\hat{\xi}_-^{tb}) - \frac{a}{2}\mu\hat{\xi}_-^{tb},$$

$$\hat{\xi}_+^{tb} = b(y\xi_+^{tb} + y_+^{tc}\xi_+^{cb} - x\xi_-^{tb}) + \sqrt{2}a\hat{\xi}_+^{tb} - a(\hat{x}_+ - \hat{y}_+),$$

$$\hat{\xi}_-^{tb} = b(y\xi_-^{tb} - x\xi_+^{tb}),$$

$$\hat{x}_+ = -b((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2) - 2a\hat{\xi}_+^{tb}, \quad \hat{x}_- = -b(\xi_-^{tb})^2,$$

$$\hat{y}_+ = b(\xi_-^{tb})^2 + 2a\hat{\xi}_+^{tb}, \quad \hat{y}_- = b(\xi_+^{tb})^2,$$

$$y_+^{tc} = \left(a - 2b\mu\xi_-^{tb}\right)\xi_+^{cb} - \frac{h}{4}y_+^{ct} - \frac{10}{9}k_0(\xi_+^{cb}\hat{\xi}_+^{tb} + \xi_-^{tb}\hat{\xi}_-^{cb}) + \frac{k_0}{9}(y\hat{y}_-^{ct} + y_+^{ct}\hat{y}_-^{ct}) - \frac{a}{2}\mu\hat{\xi}_-^{cb},$$

$$\xi_+^{cb} = \left(a - k_0(\hat{\xi}_+^{tb} + \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{x}_+)\right)y_+^{ct} - \left(\frac{5h}{24} - 2b\mu x\right)\xi_+^{cb} + 2by_+^{ct}\xi_+^{tb} +$$

$$+ k_0 x(\hat{\xi}_-^{cb} - \frac{\sqrt{2}}{9}\hat{y}_-^{ct}) + k_0(\hat{x}_+\xi_+^{cb} - \hat{y}_-^{ct}\xi_+^{tb}) - \frac{a}{2}\hat{y}_-^{ct} - \frac{a}{2\sqrt{2}}\hat{\xi}_-^{cb},$$

$$\hat{\xi}_-^{cb} = b(y_+^{ct}\xi_-^{tb} - x\xi_+^{cb}), \quad \hat{y}_-^{ct} = b\xi_+^{tb}\xi_+^{cb}, \quad \hat{y}_-^{c} = b(\xi_+^{cb})^2.$$

В этой системе мы пренебрегли малыми вкладами диаграмм, содержащими множитель U_{cb}. Как и в предыдущем случае, когда мы рассматривали только третье поколение кварков, мы видим, что из этой совокупности уравнений можно выделить ряд систем с двумя аргументами в каждой системе. Так, следующие пары параметров можно сгруппировать в отдельные системы уравнений ξ_-^{tb} и x, ξ_+^{tb} и y, ξ_+^{cb} и y_+^{ct}, причем указанные пары, являясь аргументами своей системы, участвуют в других системах в качестве параметров. Проведя аналогичные вычисления, получим совокупность однородных уравнений:

$$B_-^{tb}\xi_-^{tb} = 0, \tag{30}$$

$$B_-^{tb} = \Bigg(a(1 - k_b l_0((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) - (l_0 + 1)k_b(y_0\xi_+^{tb} +$$

$$+ (y_+^{ct})_0\xi_+^{cb}) - \frac{ab}{2\sqrt{2}}\xi_+^{tb}\Bigg)\left(a - 2b\xi_+^{tb} + \frac{ab}{2}y_0 + \frac{10}{9}k_b(y_0\xi_+^{tb} + (y_+^{ct})_0\xi_+^{cb})(l_0 + 1)\right)l_x^c -$$

$$- \frac{5}{24}h + 2b(\mu x_0 - y_0) - k_b(y_0^2 + (y_+^{ct})_0^2 + l_0 x_0^2) - \frac{ab}{2}\mu\xi_-^{tb} - \frac{ab}{2\sqrt{2}}y_0 - 1,$$

$$l_x^c = \frac{36}{36 + 9h + 4k_0 b(9((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2) + (10l_0 - 1)(\xi_-^{tb})^2) + 18ab\xi_+^{tb}},$$

$$B_+^{tb}\xi_+^{tb} = 0, \tag{31}$$

$$B_+ = \Bigg(a(1 - k_b l_0((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2 + (\xi_-^{tb})^2) + (l_0 + 1)k_b x_0\xi_-^{tb} -$$

$$- \frac{ab}{2\sqrt{2}}\mu\xi_-^{tb}\Bigg)\left(a - 2b\mu\xi_-^{tb} + \frac{ab}{2}\mu x_0 + \frac{10}{9}k_b x_0\xi_-^{tb}(l_0 + 1)\right)l_y^c -$$

$$- \frac{5}{24}h + 2b(\mu x_0 - y_0) + k_b(l_0(y_0)^2 + (y_+^{ct})_0^2 + x_0^2) - \frac{ab}{2}\xi_+^{tb}) + \frac{ab}{2\sqrt{2}}\mu x_0 - 1,$$

$$
\begin{aligned}
l_y^c &= \frac{36}{36+9h+4k_0b(9(\xi_-^{tb})^2+(10l_0-1)((\xi_+^{tb})^2+(\xi_+^{cb})^2)+18ab\mu\xi_-^{tb}},\\
B_+^{cb}\xi_+^{cb} &= 0, \quad B_+^{cb} = B_+^{tb}.
\end{aligned} \tag{32}
$$

Здесь использовано нулевое приближение:

$$
\begin{aligned}
x_0 &= (-a+(2+a^2l_y^c)b\xi_+^{tb}+10/9al_y^ck_b(l_0+1)((\xi_+^{tb})^2+(\xi_+^{cb})^2)\xi_-^{tb}l_x^c,\\
y_0 &= (a-(2+a^2l_x^c)b\mu\xi_+^{tb}-10/9al_x^ck_b(l_0+1)(\xi_-^{tb})^2)\xi_+^{tb}l_y^c,\\
(y_+^{ct})_0 &= (a-(2+a^2l_x^c)b\mu\xi_+^{tb}-10/9al_x^ck_b(l_0+1)(\xi_-^{tb})^2)\xi_+^{cb}l_y^c.
\end{aligned} \tag{33}
$$

В данном варианте с использованием c-кварка коэффициенты (14) для вершины Γ_ρ^b принимают следующий вид:

$$
\begin{aligned}
&a_b = a_0 + a_1, \quad b_b = b_0 + b_1, \quad a_0 = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\theta, \quad b_0 = -\frac{1}{2},\\
&a_1 = \frac{K}{4}x^2\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{4\theta}\right) + \frac{K}{4}\left(-\left(\frac{1}{3} + \cot^2\theta_W - \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)\left((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2\right) + \right.\\
&\left. + \left(\frac{1}{4\theta} - \frac{1}{3} - \cot^2\theta_W + \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)\xi_-^{tb}\right) + F - \frac{K}{4}\cot^2\theta_W\xi_-^{tb}\hat{\xi}_-^{tb},\\
&b_1 = \frac{K}{16\theta}x^2 + \frac{K}{4}\left(-\left(\frac{1}{3} + \cot^2\theta_W - \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)\left((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2\right) - \right.\\
&\left. - \left(\frac{1}{4\theta} - \frac{1}{3} - \cot^2\theta_W + \frac{\lambda_V}{5\theta}\right)\xi_-^{tb}\right) + F + \frac{K}{4}\cot^2\theta_W\xi_-^{tb}\hat{\xi}_-^{tb},\\
&c_b = \frac{-2\cos^2\theta_W x}{Mt},\\
&F = \left(\frac{9}{4\sqrt{2}}\cot^2\theta_W + \frac{1}{4}\cot^2\theta_W\xi_+^{tb} - \frac{\lambda_V}{3\theta\sqrt{2}}\right)K\hat{\xi}_+^{tb}.
\end{aligned} \tag{34}
$$

Вычислим массу c-кварка. Однопетлевые диаграммы, дающие вклады в массу c-кварка и имеющие квадратичную расходимость, представлены на рис. 5.

Рис. 5. Диаграммы, дающие вклады в массу c-кварка.

После вычисления петлевых интегралов выражение для массы c-кварка принимает вид:

$$
\begin{aligned}
m_c &= \frac{K}{4\theta}M_t\left(\frac{3}{\sqrt{2}}U_{cb}\xi_+^{cb} + \frac{3}{2}y^{cc} - y_+^{ct}y_-^{ct} - 3\sqrt{2}U_{cb}\mu\hat{\xi}_-^{cb}\right),\\
y^{ct} &= \left(a - 2b\mu\xi_-^{tb} + \frac{ab}{2}\mu x_0 + \frac{10}{9}k_bx_0\xi_-^{tb}(l_0+1)\right)\xi_+^{tb}U_{cb},
\end{aligned} \tag{35}
$$

$$
y^c = \left(a - 2b\mu\xi_-^{tb} + \frac{ab}{2}\mu x_0 + \frac{10}{9}k_bx_0\xi_-^{tb}(l_0+1)\right)\xi_+^{cb}U_{cb}. \tag{36}
$$

Окончательные результаты вычислений представлены в табл. 3.

Таблица 3.

λ_V	ξ_-^{tb}	ξ_+^{tb}	ξ_+^{cb}	Λ	Δ_b	Δ_{FB}	κ	m_c, ГэВ
-0.03	0.16	0.069	0.175	7.862	0.0055	-0.0025	-0.165	1.415
	0.17	0.055	0.185	7.835	0.0026	-0.0286	-0.128	1.735
	0.18	0.042	0.193	7.807	0.0058	-0.0606	-0.099	1.987
-0.04	0.19	0.058	0.209	6.8	0.0053	-0.0253	-0.138	1.398
	0.20	0.044	0.216	6.78	0.0028	-0.0507	-0.104	1.609
	0.21	0.034	0.223	6.761	0.005	-0.083	-0.083	1.787
-0.05	0.20	0.063	0.224	6.103	0.0055	-0.0126	-0.151	1.117
	0.21	0.053	0.231	6.088	0.0035	-0.0321	-0.129	1.273
	0.22	0.041	0.238	6.072	0.0025	-0.0545	-0.097	1.421
-0.06	0.21	0.065	0.237	5.587	0.0036	-0.0102	-0.157	0.919
	0.22	0.057	0.242	5.572	0.0049	-0.0252	-0.137	1.042
	0.23	0.048	0.251	5.560	0.0021	-0.0436	-0.115	1.171
-0.07	0.22	0.066	0.25	5.181	0.0047	-0.0113	-0.157	0.803
	0.23	0.057	0.257	5.170	0.0032	-0.0244	-0.135	0.921
	0.24	0.051	0.265	5.159	0.004	-0.0405	-0.12	1.027

Из данной таблицы видно, что при определенных значениях параметров ξ_-^{tb}, ξ_+^{tb} и ξ_+^{cb} относительное отклонение асимметрии лежит в рамках экспериментальных данных (refrel). Например, при $\lambda_V = -0.03$, $\xi_-^{tb} = 0.17$, $\Delta_{FB} = -0.0286$; при $\lambda_V = -0.06$, $\xi_-^{tb} = 0.23$, $\Delta_{FB} = -0.0436$. Данные значения относительного отклонения асимметрии укладываются в интервал экспериментального ограничения. Масса c-кварка, как видно из таблицы, при некоторых значениях ξ_-^{tb}, ξ_+^{tb} и ξ_+^{cb} не противоречит экспериментальным данным, так, при $\lambda_V = -0.04$, $\xi_-^{tb} = 0.19$, $m_c = 1.398$ ГэВ, при $\lambda_V = -0.05$, $\xi_-^{tb} = 0.21$, $m_c = 1.273$ ГэВ, что укладывается в рамки, налагаемые на массу c-кварка: $m_c = 1.4 \pm 0.2$ ГэВ. При этом Δ_{FB} принимает соответственно значения -0.0253 и -0.0321. Найдём значения параметра y_+^{ct}, который мы использовали при вычислениях сечения рождения $\bar{t}c$ в электрон-позитронных столкновениях [12]. Для этого, подставляя следующие данные из табл. 3: $\lambda_V = -0.03$, $\xi_-^{tb} = 0.17$; $\lambda_V = -0.04$, $\xi_-^{tb} = 0.2$; $\lambda_V = -0.05$, $\xi_-^{tb} = 0.21$ в выражение (33) для $(y_+^{ct})_0$, получим соответственно значения: -0.221, -0.257, -0.277. В работе [12] при вычислении сечения мы использовали значение $|y_+^{ct}| = 0.26 \pm 0.06$, что вполне согласуется с нашим результатом. При этом получалось следующее сечение процесса $e^+ e^- \to \bar{t}c, \bar{c}t$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, $M_t = 174$ ГэВ: $\sigma = (0.066 \pm 0.0.030)\, pb$. Это значение никак не противоречит экспериментальным ограничениям [13]: при тех же условиях $\sigma \leq 0.48\, pb$. Возможности исследования этого эффекта рассматривались также в работе [14], где обсуждался и эффект в распаде t-кварка [15].

Заключение

В заключение подчеркнем, что в работе продемонстрирована возможность описания совокупности экспериментальных данных, включая и возможные отклонения в асимметрии распада $Z \to \bar{b}b$, в рамках изучаемого варианта динамического нарушения электрослабой симметрии. Основное следствие проведенного анализа заключается в предсказании величины константы трехбозонного взаимодействия $\lambda_V = -0.04 \pm 0.01$, что, с одной стороны, не противоречит имеющимся данным, а с другой стороны, не является безнадежным для экспериментальной проверки в обозримом будущем. Обратим внимание,

что близкие предсказания для этой константы $\lambda_V \simeq -0.034$ получаются в подходе с составным скалярным хиггсовым полем [8]. Отметим, что большой интерес представляют также и поиски одиночного рождения t-кварка.

Список литературы

[1] A. Hurtu. Report talk at the XXXth International Conference on High Energy Physics, Osaka, Japan, to be published (July 27 – August 2, 2000); T.Kawamoto. hep-ex/0105032.

[2] B.A. Arbuzov. // *Phys. Lett. B*, vol. 288, p. 179 (1992).

[3] B.A. Arbuzov. In: *Advanced Study Conference on: HEAVY FLAVOURS, Pavia (Italy)*, ed. Q.Bellini et al., Frontiers, Gif-sur-Yvette, p. 227 (1994).

[4] Н.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ Д-781, Дубна (1961).

[5] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld and K. Hikasa. // *Nucl. Phys. B,* vol. 282, p. 253 (1987).

[6] K. Hagiwara, S. Ishihara, S. Szalapski, D. Zeppenfeld. // *Phys. Rev. D*, vol. 48, p. 2182 (1993).

[7] B.A. Arbuzov, hep-ph/0005032.

[8] B.A. Arbuzov, hep-ph/0102311.

[9] Б.А. Арбузов, С.А. Шичанин. // *Письма в ЖЭТФ*, т. 60, с. 75 (1994).

[10] B.A. Arbuzov. // *Phys. Lett. B*, vol. 353, p. 532 (1995).

[11] Б.А. Арбузов, М.Ю. Осипов. // *Письма в ЖЭТФ*, т. 66, с. 299 (1997).

[12] Б.А. Арбузов, М.Ю. Осипов. // ЯФ, т. 62, с. 528 (1999).

[13] R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), CERN-EP-2000-102, Geneva, submitted to Phys. Lett. B (2000).

[14] V.F. Obraztsov, S.R. Slabospitsky and O.P. Yushchenko. // *Phys. Lett. B*, vol. 426, p. 393 (1998).

[15] F. Abe et al. (CDF Collab.). // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, p. 2525 (1998).

Рукопись поступила 26 марта 2001 г.

Б.А. Арбузов, М.Ю. Осипов
Об отклонениях от Стандартной Модели в одном варианте динамического нарушения электрослабой симметрии.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.
Редактор Л.Ф. Васильева. Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 27.03.2001. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 1,87. Уч.-изд.л. 1,5. Тираж 130. Заказ 70. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2001-15, И Ф В Э, 2001