



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001-15

ОНФ

Б.А. Арбузов<sup>1</sup>, М.Ю. Осипов

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

Направлено в ЯФ

---

<sup>1</sup>E-mail: [arbuzov@theory.npi.msu.su](mailto:arbuzov@theory.npi.msu.su)

Протвино 2001

**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  $\lambda_V$  в методе квазисредних Н.Н. Боголюбова. Рассмотрен возможный вклад в отклонения от предсказаний Стандартной Модели в параметры распада  $Z \rightarrow \bar{b}b$ . Показано, что можно добиться согласия с экспериментальными данными и ограничениями в случае существования нетривиального решения для вершины  $\bar{t}bW$ . Рассмотрена также возможность существования нетривиальной вершины перехода  $t \rightarrow c(Z, \gamma)$ . 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  $\lambda_V$  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  $Z \rightarrow \bar{b}b$  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  $\bar{t}bW$ . We consider also a possibility of existence of non-trivial transition vertex  $t \rightarrow c(Z, \gamma)$ . 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  $Z \rightarrow \bar{b}b$ . 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  $A_{FB}^b$  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:  $R_b(exp) = 0.21664 \pm 0.00068$ ,  $R_b(theor) = 0.21583$ ,  $A_{FB}^b(exp) = 0.0982 \pm 0.0017$ ,  $A_{FB}^b(theor) = 0.1037$ . Для описания указанных эффектов удобно использовать следующие относительные отклонения:

$$\begin{aligned}\Delta_b &= \frac{R_b(exp) - R_b(theor)}{R_b(theor)} = 0.0038 \pm 0.0032, \\ \Delta_{FB} &= \frac{A_{FB}^b(exp) - A_{FB}^b(theor)}{A_{FB}^b(theor)} = -0.053 \pm 0.016.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь (*exp*) означает экспериментальные значения, а (*theor*) значения, даваемые Стандартной Моделью. Возможный эффект в параметре  $\Delta_{FB}$ , 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  $A_{FB}^b$  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

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

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

Из уравнений использованного метода при  $\Lambda$  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]

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

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]:

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

### 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  $tWb$ :

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

Вершина  $tW^0t$ :

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

Вершина  $bW^0b$ :

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

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

$$\mu = \frac{m_b}{M_t}. \quad (8)$$

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

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

здесь  $k_1, \mu$  и  $k_2, \nu$  суть соответственно импульсы и индексы  $W^+$ - и  $W^0$ -бозонов, а  $p, q$  – импульсы кварков.

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

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

$$\Gamma_{\mu\nu}^b(p, q, k_1, k_2) = \frac{ig^2 x}{2M_t} F(p^2, q^2, (k_1 + k_2)^2) \sigma_{\mu\nu}. \quad (11)$$

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:

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

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.

- Вершины Стандартной Модели
- Аномальные вершины: вершина(2) и вершины со структурой  $\sigma_{\mu\nu} k_\nu$ ; — линия  $t$ -кварка;
- ⊙ Вершина со структурой  $\gamma_\rho k^2 - \hat{k}k_\rho$ ; — линия  $b$ -кварка;
- ⊙ = ⊙ + ●; ..... линия  $c$ -кварка; — — бозонная линия;
- = • + ⊙; — — Сумма линий  $t, b$  и  $c$ -кварков.

Рис. 1. Обозначения в представленных ниже диаграммах.

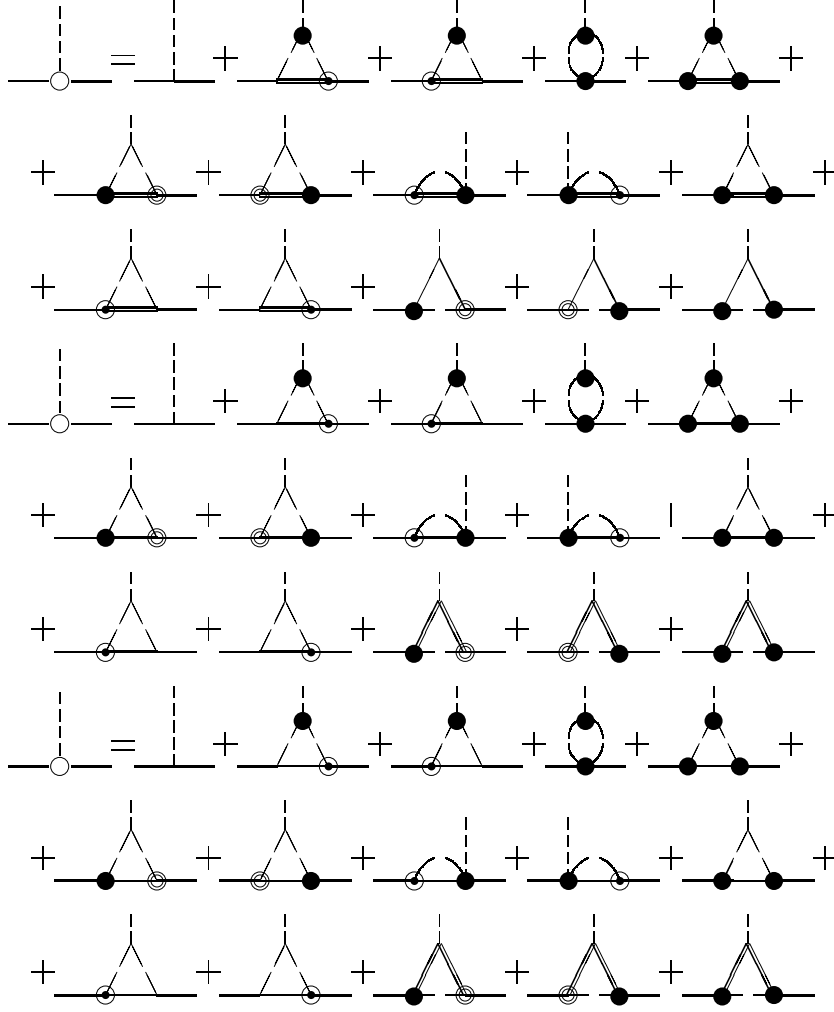


Рис. 2. Диаграммное представление уравнений для вершин в однопетлевом приближении в случае рассмотрения взаимодействий  $t$ -,  $b$ -кварков.

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

$$\Gamma_\rho^b = \frac{g}{2 \cos \theta_w} (a_b \gamma_\rho + b_b \gamma_\rho \gamma_5 + c_b i \sigma_{\rho\mu} k_\mu). \quad (13)$$

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

$$\begin{aligned} a_b &= a_0 + a_1, & b_b &= b_0 + b_1, & a_0 &= -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\theta, & b_0 &= -\frac{1}{2}, \\ a_1 &= \frac{K}{4} \left( -\left( \frac{1}{3} + \cot^2 \theta_W - \frac{\lambda_V}{5\theta} \right) (\xi_+^{tb})^2 + \left( \frac{1}{4\theta} - \frac{1}{3} - \cot^2 \theta_W + \frac{\lambda_V}{5\theta} \right) (\xi_-^{tb})^2 \right) + \\ &+ \frac{K}{4} x^2 \left( \frac{1}{3} - \frac{1}{4\theta} \right) + F - \frac{K}{4} \cot^2 \theta_W \xi_-^{tb} \hat{\xi}_-^{tb}, \end{aligned}$$

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

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  $\Delta_b$ ,  $\Delta_{FB}$ , которые мы определяем как относительные отклонения наших результатов от СМ для их сравнения с экспериментальными данными:

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

Относительные отклонения  $\Delta_b$  и  $\Delta_{FB}$  являются функциями параметров модели  $\xi_+^{tb}$ ,  $\xi_-^{tb}$ ,  $\Lambda$ ,  $\lambda_V$ ,  $\kappa$ . Эти параметры оказываются взаимосвязанными между собой. Чтобы найти эти связи, проведем вычисление диаграмм рис. 2 и получим совокупность уравнений для параметров модели:

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

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

Здесь под  $\mu$  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  $\xi_-^{tb}$ ,  $x$  и  $\xi_+^{tb}$ ,  $y$ , причем указанные пары, являясь аргументами своей системы, участвуют в других системах в качестве параметров. Отметим, что параметр  $\kappa$ , 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.

Рассмотрим 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  $\xi_+^{tb}$  и  $y$  образуют нелинейную систему уравнений:

$$\begin{aligned}\xi_+^{tb} &= \left( a - k_b \frac{\sqrt{2}}{9} \left( (\xi_+^{tb})^2 + 2ay^0\xi_+^{tb} \right) \right) y + \left( -\frac{5h}{24} + 2by \right) \xi_+^{tb} - \frac{ab}{2} (\xi_+^{tb})^2 - 2k_b (\xi_+^{tb})^2, \\ y &= a\xi_+^{tb} - \left( \frac{h}{4} - \frac{k_b}{9} \left( (\xi_+^{tb})^2 + 2ay^0\xi_+^{tb} \right) + \frac{10}{9}k_b(\xi_+^{tb})^2 \right) y, \quad k_b = bk_0.\end{aligned}$$

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  $\xi_+^{tb}$  получим следующее выражение, связывающее параметры  $\xi_+^{tb}$ ,  $\lambda_V$  и  $h$ :

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

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



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

Результаты вычислений представлены в табл. 1.

Таблица 1.

$\lambda_V$	$\xi_+^{tb}$	$\Lambda$	$\Delta_b$	$\Delta_{FB}$	$\kappa$
-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  $\Delta_{FB}$  получаются положительными, что не удовлетворяет экспериментальному ограничению (1).

Рассмотрим теперь вариант модели, когда  $\xi_+^{tb}$  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:

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

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

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

$$\begin{aligned}
l_x &= \frac{36}{36 + 9h + 4k_0b(9(\xi_+^{tb})^2 + (10l_0 - 1)(\xi_-^{tb})^2) + 18ab\xi_+^{tb}}, \\
\xi_+^{tb} &= \left( a(1 - k_b l_0((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) + \left( (l_0 + 1)k_0 x_0 \xi_-^{tb} + \frac{a}{2\sqrt{2}} \mu \xi_-^{tb} \right) b \right) y - \\
&\quad - \left( \frac{5}{24}h + 2b(y - \mu x) + k_0 b(y_0^2 l_0 + x_0^2) + \frac{ab}{2} \xi_+^{tb} \right) \xi_+^{tb}, \\
y &= \left( a - 2b\mu \xi_-^{tb} + \frac{ab}{2} \mu x_0 + \frac{10}{9} k_0 b x_0 \xi_-^{tb} (l_0 + 1) \right) \xi_+^{tb} l_y, \\
l_y &= \frac{36}{36 + 9h + 4k_0b(9(\xi_-^{tb})^2 + (10l_0 - 1)(\xi_+^{tb})^2) + 18ab\mu \xi_-^{tb}}.
\end{aligned} \tag{19}$$

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

$$\begin{aligned}
x_0 &= (-a + (2 + a^2 l_y) b \xi_+^{tb} + 10/9(l_0 + 1) a l_y k_b (\xi_+^{tb})^2) \xi_-^{tb} l_x, \\
y_0 &= (a - (2 + a^2 l_x) b \mu \xi_+^{tb} - 10/9(l_0 + 1) a l_x k_b (\xi_-^{tb})^2) \xi_+^{tb} l_y.
\end{aligned}$$

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

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

Как видно из приведенных однородных уравнений (20), (21), нетривиальные решения для  $\xi_-^{tb}$  и  $\xi_+^{tb}$  существуют при выполнении соответственно условий:  $B_- = 0$  и  $B_+ = 0$ . В свою очередь, определители  $B_+$ ,  $B_-$  являются функциями трех аргументов:  $\xi_-^{tb}$ ,  $\xi_+^{tb}$ ,  $h$ . 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  $\Delta_b$  лежало в интервале экспериментального ограничения (1). При этом мы задаём параметр  $\lambda_V$  также в рамках экспериментального ограничения:  $|\lambda_V| \leq 0.07$ . Следуя

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

Таблица 2.

$\lambda_V$	$\xi_-^{tb}$	$\xi_+^{tb}$	$\Lambda$	$\Delta_b$	$\Delta_{FB}$	$\kappa$
-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  $\lambda_V$  и при подборе определённых значений параметра  $\xi_-^{tb}$ , таких чтобы для  $\Delta_b$  удовлетворить условию (1), также попадает в интервал, даваемый экспериментальными данными (1). При этом значения  $\kappa$  удовлетворяют ограничению (4) при  $\lambda_V = -0.02, -0.03$ .

## 2. Включение $s$ -кварка

Рассмотрим также возможность существования аномальных взаимодействий с участием  $s$ -кварка. Для этого исследуем вершины взаимодействий нейтрального тока и заряженного тока и запишем их в следующем виде.

Вершина  $cW^+b$ :

$$\Gamma_\mu^{cb}(p, q, k) = \frac{ig}{2M_t} F(p^2, q^2, k^2) \sigma_{\mu\nu} k_\nu (\xi_+^{cb}(1 + \gamma_5) + \xi_-^{cb}(1 - \gamma_5)). \quad (22)$$

Вершина  $cW^0t$ :

$$\Gamma_\mu^{ct}(p, q, k) = \frac{ig}{2M_t} F(p^2, q^2, k^2) \sigma_{\mu\nu} k_\nu (y_+^{ct}(1 + \gamma_5) + y_-^{ct}(1 - \gamma_5)). \quad (23)$$

Вершина  $cW^0c$ :

$$\Gamma_\mu^c(p, q, k) = \frac{ig}{2M_t} F(p^2, q^2, k^2) \sigma_{\mu\nu} k_\nu (y_+^c(1 + \gamma_5) + y_-^c(1 - \gamma_5)). \quad (24)$$

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

$$\Gamma_{\mu\nu}^{cb}(p, q, k_1, k_2) = \frac{ig}{2} F(p^2, q^2, (k_1 + k_2)^2) \sigma_{\mu\nu} (\xi_+^{cb}(1 + \gamma_5) + \xi_-^{cb}(1 - \gamma_5)) \quad (25)$$

(здесь  $k_1, \mu$  и  $k_2, \nu$  суть соответственно импульсы и индексы  $W^{+-}$  и  $W^0$ -бозонов, а  $p, q$  - импульсы кварков),

$$\Gamma_{\mu\nu}^{ct}(p, q, k_1, k_2) = \frac{ig}{2} F(p^2, q^2, (k_1 + k_2)^2) \sigma_{\mu\nu} (y_+^{ct}(1 + \gamma_5) + y_-^{ct}(1 - \gamma_5)), \quad (26)$$

$$\Gamma_{\mu\nu}^c(p, q, k_1, k_2) = \frac{ig}{2} F(p^2, q^2, k^2) \sigma_{\mu\nu} (y_+^c(1 + \gamma_5) + y_-^c(1 - \gamma_5)), \quad (27)$$

где  $\mu$  и  $\nu$  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  $\gamma_\rho k^2 - k_\rho \hat{k}$ :

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

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.

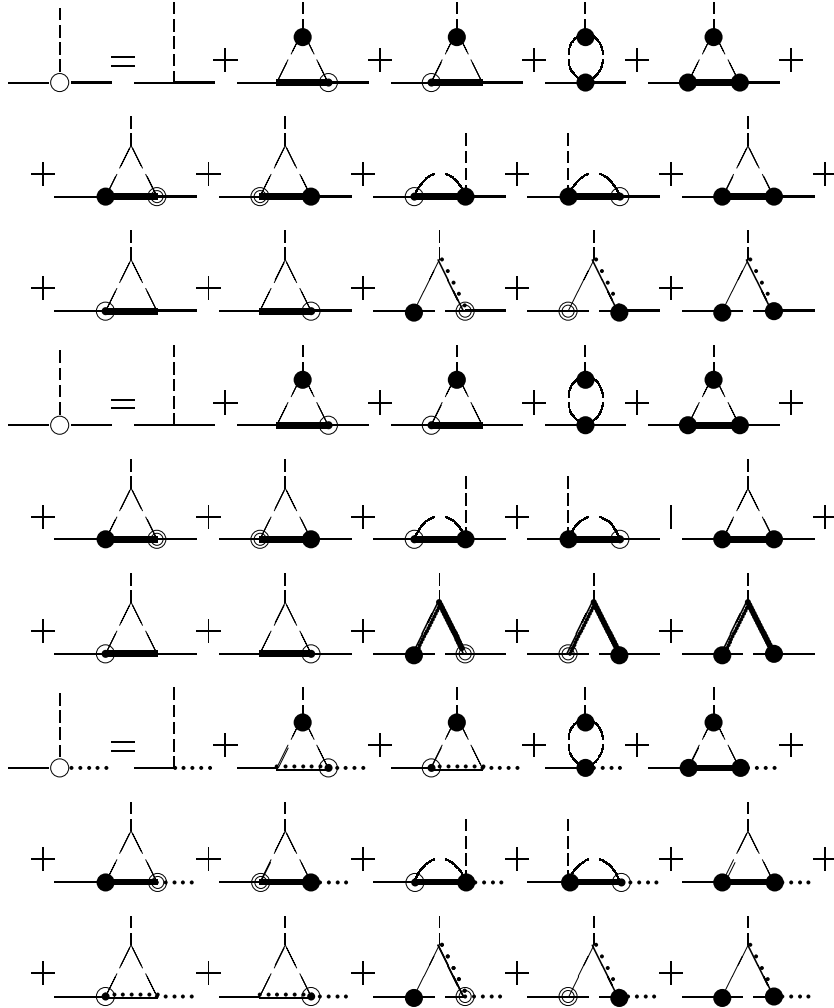


Рис. 3. Диаграммное представление уравнений для вершин переходов  $tWb$ ,  $bWb$ ,  $cWb$  с участием  $c$ -кварка.

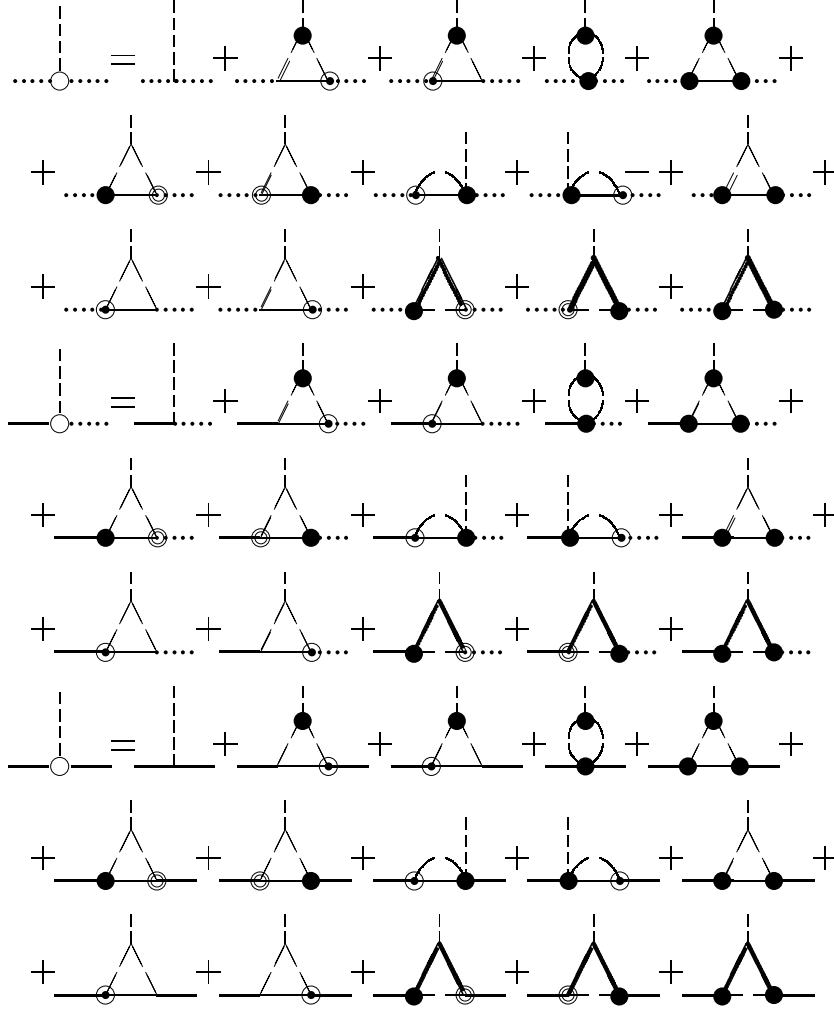


Рис. 4. Диаграммное представление уравнений для вершин переходов cWc, cWt, tWt с участием c-кварка.

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

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

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

В этой системе мы пренебрегли малыми вкладками 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  $\xi_-^{tb}$  и  $x$ ,  $\xi_+^{tb}$  и  $y$ ,  $\xi_+^{cb}$  и  $y_+^{ct}$ , причем указанные пары, являясь аргументами своей системы, участвуют в других системах в качестве параметров. Проведя аналогичные вычисления, получим совокупность однородных уравнений:

$$B_-^{tb} \xi_-^{tb} = 0, \quad (30)$$

$$\begin{aligned}
B_-^{tb} & = \left( a(1 - k_b l_0 ((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) - (l_0 + 1) k_b (y_0 \xi_+^{tb} + \right. \\
& + (y_+^{ct})_0 \xi_+^{cb}) - \frac{ab}{2\sqrt{2}} \xi_+^{tb} \left. \right) \left( a - 2b \xi_+^{tb} + \frac{ab}{2} y_0 + \frac{10}{9} k_b (y_0 \xi_+^{tb} + (y_+^{ct})_0 \xi_+^{cb}) (l_0 + 1) \right) l_x^c - \\
& - \frac{5}{24} h + 2b(\mu x_0 - y_0) - k_b (y_0^2 + (y_+^{ct})_0^2 + l_0 x_0^2) - \frac{ab}{2} \mu \xi_-^{tb} - \frac{ab}{2\sqrt{2}} y_0 - 1,
\end{aligned}$$

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

$$B_+^{tb} \xi_+^{tb} = 0, \quad (31)$$

$$\begin{aligned}
B_+ & = \left( a(1 - k_b l_0 ((\xi_+^{tb})^2 + (\xi_+^{cb})^2 + (\xi_-^{tb})^2)) + (l_0 + 1) k_b x_0 \xi_-^{tb} - \right. \\
& - \frac{ab}{2\sqrt{2}} \mu \xi_-^{tb} \left. \right) \left( a - 2b \mu \xi_-^{tb} + \frac{ab}{2} \mu x_0 + \frac{10}{9} k_b x_0 \xi_-^{tb} (l_0 + 1) \right) l_y^c - \\
& - \frac{5}{24} h + 2b(\mu x_0 - y_0) + k_b (l_0 (y_0)^2 + (y_+^{ct})_0^2 + x_0^2) - \frac{ab}{2} \xi_+^{tb} + \frac{ab}{2\sqrt{2}} \mu x_0 - 1,
\end{aligned}$$

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

$$B_+^{cb}\xi_+^{cb} = 0, \quad B_+^{cb} = B_+^{tb}. \quad (32)$$

Здесь использовано нулевое приближение:

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

В данном варианте с использованием  $s$ -кварка коэффициенты (14) для вершины  $\Gamma_\rho^b$  принимают следующий вид:

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

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



Рис. 5. Диаграммы, дающие вклады в массу  $s$ -кварка.

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

$$m_c = \frac{K}{4\theta} M_t \left( \frac{3}{\sqrt{2}} U_{cb} \xi_+^{cb} + \frac{3}{2} y^{cc} - y_+^{ct} y_-^{ct} - 3\sqrt{2} U_{cb} \mu \hat{\xi}_-^{cb} \right),$$

$$y^{ct} = \left( a - 2b\mu\xi_-^{tb} + \frac{ab}{2}\mu x_0 + \frac{10}{9} k_b x_0 \xi_-^{tb} (l_0 + 1) \right) \xi_+^{tb} U_{cb}, \quad (35)$$

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

Окончательные результаты вычислений представлены в табл. 3.

Таблица 3.

$\lambda_V$	$\xi_-^{tb}$	$\xi_+^{tb}$	$\xi_+^{cb}$	$\Lambda$	$\Delta_b$	$\Delta_{FB}$	$\kappa$	$m_c$ , 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  $\xi_-^{tb}$ ,  $\xi_+^{tb}$  и  $\xi_+^{cb}$  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  $\xi_-^{tb}$ ,  $\xi_+^{tb}$  и  $\xi_+^{cb}$  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  $\Delta_{FB}$  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  $e^+e^- \rightarrow \bar{t}c, \bar{c}t$  при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ,  $M_t = 174$  ГэВ:  $\sigma = (0.066 \pm 0.030) pb$ . 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  $Z \rightarrow \bar{b}b$ , 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 безнадёжным 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. Hurlu. 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  $\text{\LaTeX}$ .

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

---