Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики
Кафедра физики высоких энергий

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика (магистратура)
Направленность (профиль) подготовки: Физика высоких энергий

АНОМАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТОП КВАРКОВ ЗА СЧЕТ ОПЕРАТОРОВ ВЫСШИХ РАЗМЕРНОСТЕЙ

(магистерская диссертация)

Студент:
Денисов Владислав Витальевич

____
(подпись студента)

Научный руководитель:
Слабоспицкий Сергей Ростиславович,
д-р физ.-мат. наук

____
(подпись научного руководителя)

Консультант *(при наличии)***:**
____
____
(подпись консультанта)

Москва 2019

Аннотация

Целью данной работы является оценка проявления аномального взаимодействия топ-кварка в процессах с нейтральным током с нарушением аромата за счет операторов размерности 7. Для получения оценок построены и проанализированы возможные операторы размерности 7. Проведено Монте-Карло моделирование процессов рождения одиночных топ-кварков за счет аномального взаимодействия с фотоном и глюоном, а также основных фоновых процессов. Получены ограничения на аномальные константы предложенных взаимодействий и ограничения на вероятности распада топ-кварка $t \to q\,\gamma\,g$.

Содержание

1 Введение

Топ-кварк, благодаря своим отличительным характеристикам, является уникальным объектом для проверки Стандартной Модели (далее СМ) и исследования Новой Физики за рамками СМ. Все основные свойства топ-кварка определяются его большой массой и временем жизни, определяемым его шириной [1]:

$$m_t = 173.0 \pm 0.4 \text{ ГэВ} \tag{1}$$

$$\tau_{life} = \frac{1}{\Gamma_t} = \frac{1}{1.41 \text{ ГэВ}} \simeq 4.5 \times 10^{-25} \text{ сек} \tag{2}$$

При этом можно заметить, что время жизни топ-кварка много меньше времени адронизации, определяемое характерным масштабом сильных взаимодействий, $\Lambda_{QCD} \simeq 0.2$ ГэВ.

$$\tau_{\text{адрон.}} \simeq \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \simeq 3.3 \times 10^{-24} \text{ сек} \tag{3}$$

Для других кварков ситуация обратная: их время жизни много больше или порядка времени адронизации, а следовательно, они успевают, в отличие от топ-кварка, перейти в связанное состояние с другими кварками, образовав адроны [2,3].

Еще одной отличительной чертой топ-кварка является то, что в подавляющем большинстве случаев топ-кварк распадется на W-бозон и b-кварк.

Более подробный обзор свойств топ-кварка приведен в работе [3, 4].

Таким образом, перечисленные выше свойства делают физику топ-кварка более „точной” для вычислений процессов рождения и распада топ-кварка по теории возмущений в рамках СМ.

Следствием „точности” физики топ-кварка является его уникальная чувствительность к возможным проявлениям Новой Физики за рамками СМ, которые могут резко усилить некоторые процессы с топ-кварком, например процессы с нейтральным током с нарушением аромата (далее НТНА).

В Стандартной Модели на древесном уровне отсутвуют вершины с топ-кварком, отвечающие нейтральным токам с нарушением аромата:

$$t \to V\ q \tag{4}$$

$q = u, c$ - кварк, $V = \gamma,\ Z,\ g,\ H.$

Такие процессы идут только через петлевые поправки [5] (см. рис. 1 и сильно подавлены ГИМ-механизмом [6–9].

$$B(t \to qV) \sim \mathrm{O}(10^{-11} \div 10^{-13}) \tag{5}$$

И из-за своей малости не могут быть наблюдены экспериментально на данный момент.

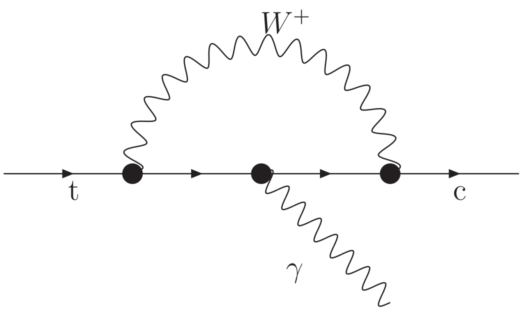

Рис. 1: Типичная диаграмма процесса (4)

Различные модели физики за рамками СМ предсказывают значительное увеличение вероятности таких процессов (вплоть до 10^{-3}) [10–13].

Одним из способов описания таких процессов яляется подход эффективной теории поля [14–17]. В таком подходе лагранжиан взаимодействия может быть представлен в виде суммы ряда по некоторому масштабному параметру, который чаще всего представляет масштаб Новой Физики или массу нового переносчика такого взаимодействия [15, 16].

$$\mathscr{L}_{EFT} = C^{(0)}O^{(4)} + C^{(1)}\frac{1}{\Lambda_{(NP)}}O^{(5)} + C^{(2)}\frac{1}{\Lambda^2_{(NP)}}O^{(6)} + \cdots \quad (6)$$

$\Lambda_{(NP)}$ – масштабный параметр Новой Физики, $O^{(n)}$ – операторы размерности n по энергии, $C^{(n)}$ – безразмерные комплексные аномальные константы.

В подходе эффективного лагранжиана вклад новых взаимодействий определяется видом операторов и ограничениями на аномальные константы.

Операторы, описывающие взаимодействия с нейтральным током с нарушением аромата, размерностей 5 и 6 были построены и проанализированы раннее в следующих работах [15–17], также были получены ограничения на вероятности таких процессов и соответствующие аномальные константы [1, 2, 4]

$$\mathcal{B}(t \to u\,\gamma) \leq 1.3 \times 10^{-3} \quad (7)$$

Целью данной работы является построение эффективного лагранжиана, описывающего взаимодействие топ-кварка с нейтральным током с нарушением аромата, за счет оператора размерности 7, получение ограничений на вероятности таких процессов и получение ограничений на аномальные константы таких взаимодействий.

Во второй главе сформулированы основные принципы построения эффективных лагранжианов высшей размерности и приведены операторы, отвечающие размерности 7.

В третьей главе представлены правила Фейнмана построенных взаимодействий.

Четвертая глава посвящена вычислениям ширин основных распадов топ-кварка за счет аномальных взаимодействий размерности 7. Получены грубые оценки на аномальные константы, исходя из существующих ограничений на такие процессы.

В пятой главе представлены результаты Монте-Карло моделирования процессов рождения топ-кварков за счет аномального взаимодействия $u\,g \to t\,\gamma$ и моделирования основных фоновых процессов.

В шестой главе представлены итоговые результаты и заключение.

2 Эффективный лагранжиан с операторами размерности 7

Как было сказано во вступлении, эффективный феноменологический лагранжиан может быть представлен в виде [15, 16]

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{EFT} =& C^{(0)}O^{(4)} + C^{(1)}\frac{1}{\Lambda_{(NP)}}O^{(5)}+ \\ &+ C^{(2)}\frac{1}{\Lambda^2_{(NP)}}O^{(6)} + C^{(3)}\frac{1}{\Lambda^3_{(NP)}}O^{(7)} + \cdots\end{aligned} \tag{8}$$

где $\Lambda_{(NP)}$ – масшабный параметр размерности энергии, который имеет смысл возможных энергий проявления Новой Физики, $C^{(n)}$ – безразмерные комплексные числа, $O^{(n)}$ – операторы, описывающие аномальные, „нестандартные" взаимодействия.

Операторы для слагаемых размерности 5 и 6 ($O^{(5)}$ и $O^{(6)}$) были построены и проанализированы в более ранних работах [15–17]. В данной работе построены операторы размерности 7 ($O^{(7)}$).

Операторы размерности 7 должны быть инвариантными относительно преобразований Лоренца и удовлетворять калибровочной группе симметрий СМ: $SU_c(3)\times SU_{weak}(2)\times U_Y(1)$. При построении операторов размерности 7 используются лево- и правополяризованные кварковые поля

$$q_l^i = \begin{pmatrix} u_l \\ d_l \end{pmatrix}_i,\ u_r^i,\ d_r^i$$

где индекс $i = 1, 2, 3$ обозначает поколение кварков, скалярное поле φ, $\tilde{\varphi}^i = \varepsilon^{ij}\varphi_j^\dagger$ калибровочные поля $SU(3),\ SU(2),\ U(1)$ групп симметрий $G_\mu^a,\ W_\mu^I,\ B_\mu$, генераторы соответствущих групп симметрий $t^a = \frac{1}{2}\lambda^a,\ \tau^I = \frac{1}{2}\sigma^I$, где λ^a и σ^I – матрицы Гелл-Мана и Паули соответственно, а также матрицы Дирака γ^μ и калибровочные производные D^μ.

$$D^\mu\psi = (\partial^\mu - ig_s t^a G_\mu^a - ig\tau^I W_\mu^I - ig' Y B_\mu)\psi \tag{9}$$

где Y – гиперзаряд соответствующего поля (см.таблицу 1)

Также введем следующие обозначения:

$$\begin{gathered}\overleftrightarrow{D}_\mu \equiv \overrightarrow{D}_\mu - \overleftarrow{D}_\mu,\quad \overleftrightarrow{D}_\mu^I \equiv \tau^I\overrightarrow{D}_\mu - \overleftarrow{D}_\mu\tau^I \\ \overleftrightarrow{D}_\mu^a \equiv t^a\overrightarrow{D}_\mu - \overleftarrow{D}_\mu t^a\end{gathered} \tag{10}$$

$$X_{\mu\nu} \equiv \{B_{\mu\nu},\ W_{\mu\nu}^I,\ G_{\mu\nu}^a\} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}&B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\mu B_\nu \\ &W_{\mu\nu}^I = \partial_\mu W_\nu^I - \partial_\mu W_\nu^I - g\varepsilon^{IJK}W_\mu^J W_\nu^K \\ &G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\mu G_\nu^a - g_s f^{abc}G_\mu^b G_\nu^c\end{aligned} \tag{12}$$

Таблица 1: Гиперзаряды полей

	фермионы			скаляр
поле	q_l	u_r	d_r	φ
гиперзаряд Y	$\frac{1}{6}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$

В данной работе рассматриваются только операторы с одним фермионным током. Список операторов размерности 7 приведен в таблице 2. В силу схожести многих операторов, будем использовать обозначение ψ для фермионных полей, когда в операторы входят поля одинаковой поляризации (неважно какой). Индексы, описывающие поколение полей, опущены.

Таблица 2: Список операторов размерности 7

$\psi^2\varphi^4$	$\psi^2 D\varphi^3$	$\psi^2 D^2\varphi^2$
$(\varphi^\dagger\varphi)^2(\bar{q}_l q_l)$	$(\varphi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\varphi)(\bar{q}_l\gamma^\mu u_r)\tilde{\varphi}$	$(\varphi^\dagger\varphi)(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi)X^{\mu\nu}$
$(\varphi^\dagger\varphi)^2(\bar{u}_r u_r)$	$(\varphi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\varphi)(q_l\gamma^\mu d_r)\tilde{\varphi}$	$(\varphi^\dagger\varphi)(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\tau^I\psi)X^{I\,\mu\nu}$
$(\varphi^\dagger\varphi)^2(\bar{d}_r d_r)$	$(\varphi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\varphi)(\bar{q}_l\gamma^\mu d_r)\varphi$	$(\varphi^\dagger\varphi)(\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}t^a\psi)X^{a\,\mu\nu}$
	$(\varphi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\varphi)(q_l\gamma^\mu\bar{u}_r)\varphi$	$(\varphi^\dagger\overleftrightarrow{D}_\mu\varphi)(\bar{\psi}\overleftrightarrow{D}_\mu\psi)$
	$(\varphi^\dagger i\overleftrightarrow{D}^I_\mu\varphi)(q_l\gamma^\mu\tau^I\bar{u}_r)\varphi$	$(D^\mu\varphi)^\dagger(D_\mu\varphi)(\bar{\psi}\psi)$
$\psi^2\varphi D^3$	$\psi^2 D^4$	
$\bar{q}_l\overleftrightarrow{D}_\mu\gamma_\nu d_r\varphi X^{\mu\nu}$	$\bar{q}_l\overleftarrow{D}_\mu(1,\tau^I,t^a)\overrightarrow{D}_\nu q_l X^{\mu\nu}$	
$\bar{q}_l\overleftrightarrow{D}_\mu\gamma_\nu u_r\tilde{\varphi}X^{\mu\nu}$	$\bar{u}_r\overleftarrow{D}_\mu\overleftarrow{D}_\nu(1,\tau^I,t^a)u_r X^{\mu\nu}$	
$\bar{q}_l\gamma_\nu u_r(D_\mu\tilde{\varphi})X^{\mu\nu}$	$\bar{d}_r(1,\tau^I,t^a)\overrightarrow{D}_\mu\overrightarrow{D}_\nu d_r X^{\mu\nu}$	

Заметим, что большинство выписанных операторов после Спонтанного Нарушения Симметрии (СНС) и использования уравнений движения сводятся к операторам низших размерностей 4,5,6 [15, 16].

Особый интерес вызывают операторы вида $\psi^2 D^4$ - похожие операторы были получены в предыдущей работе [20], в которой требовалась только Лоренц-инвариантность операторов. Далее более подробно разберем эти операторы.

Представленные операторы $\psi^2 D^4$ равны нулю из-за наличия комбинации полей типа $\bar{L}L$ и $\bar{R}R$. Заменив левополяризованную компоненту на правополяризованную и добавив соответствующее скалярное поле, мы с ,одной стороны, увеличиваем размерность операторов на 1, но ,с другой стороны, после СНС „кинематика" операторов размерности 7 сохранится. Например,

$$\bar{q}_l \overleftarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu q_l X^{\mu\nu} \Rightarrow \bar{q}_l \overleftarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu d_r \varphi X^{\mu\nu} \xrightarrow{\text{СНС}} \frac{v}{\Lambda} \bar{d}_l \overleftarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu d_r X^{\mu\nu} \tag{13}$$

В итоге получатся следующие операторы:

$$\left.\begin{array}{l}
\bar{q}_l \overleftarrow{D}_\mu (1, \tau^I, t^a) \overrightarrow{D}_\nu d_r \varphi X^{\mu\nu} \\
\bar{q}_l \overleftarrow{D}_\mu (1, \tau^I, t^a) \overrightarrow{D}_\nu u_r \tilde{\varphi} X^{\mu\nu} \\
\bar{q}_l (1, \tau^I, t^a) \overrightarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu d_r \varphi X^{\mu\nu} \\
\bar{q}_l (1, \tau^I, t^a) \overrightarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu u_r \tilde{\varphi} X^{\mu\nu} \\
\bar{q}_l \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\nu (1, \tau^I, t^a) d_r \varphi X^{\mu\nu} \\
\bar{q}_l \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\nu (1, \tau^I, t^a) u_r \tilde{\varphi} X^{\mu\nu}
\end{array}\right. \qquad + \text{h. c.} \tag{14}$$

После СНС и перехода от нефизических калибровочных полей B_μ, W_μ^I к полям, описывающих W-бозон, Z-бозон и фотон

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \\
Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) \\
A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(g'W_\mu^3 + gB_\mu)
\end{aligned} \tag{15}$$

получатся следующие операторы, описывающие взаимодействия топ-кварка с нейтральным током с нарушением аромата:

$$\left.\begin{aligned}
&\bar{t}_L \overleftarrow{D}_\mu (1, t^a) \overrightarrow{D}_\nu u(c)_R V^{\mu\nu} \\
&\bar{t}_L \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\nu (1, t^a) u(c)_R V^{\mu\nu} \\
&\bar{t}_L (1, t^a) \overrightarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu u(c)_R V^{\mu\nu} \\
&\bar{t}_R \overleftarrow{D}_\mu (1, t^a) \overrightarrow{D}_\nu u(c)_L V^{\mu\nu} \\
&\bar{t}_R \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\nu (1, t^a) u(c)_L V^{\mu\nu} \\
&\bar{t}_R (1, t^a) \overrightarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu u(c)_L V^{\mu\nu}
\end{aligned}\right. \quad + \text{h.c.} \tag{16}$$

Здесь введены следующие обозначения

$$
\begin{aligned}
&D_\mu\psi = (\partial_\mu - i\frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(g^2T^3 - g'^2Y)Z_\mu - ieA_\mu Q - ig_s t^a G^a_\mu)\psi \\
&e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}},\ m_Z = \sqrt{g^2+g'^2}\frac{v}{2} \\
&\sin\theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}},\ \cos\theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \\
&V_{\mu\nu} = \{A_{\mu\nu},\ Z_{\mu\nu},\ G^a_{\mu\nu}\} \\
&A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu,\ Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu
\end{aligned}
\tag{17}
$$

где T^3 и Y – проекция изоспина и гиперзаряд поля ψ, $Q = T^3 + Y$ – электрический заряд, v – задает вакуумное среднее скалярного поля

$$\varphi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{18}$$

Таким образом, взаимодействие топ-кварка с нейтральным током с нарушением аромата размерности 7 имеет вид:

$$
\left.
\begin{array}{l}
\bar{\psi}_t \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\nu (t^a) \psi_{u(c)} V^{(a)}_{\mu\nu} \\
\bar{\psi}_t \overleftarrow{D}_\mu (t^a) \psi_{u(c)} V^{(a)}_{\mu\nu} \\
\bar{\psi}_t (t^a) \overrightarrow{D}_\mu \overrightarrow{D}_\nu \psi_{u(c)} V^{(a)}_{\mu\nu}
\end{array}
\right. \qquad + \text{h.c.}
\tag{19}
$$

3 Правила Фейнмана

В данной главе получены и представлены правила Фейнмана аномального взаимодействия топ-кварка с нейтральным током с нарушением аромата за счет операторов размерности 7 (см. (19)). Заметим, что из-за наличия калибровочных производных появляются правила Фейнмана с 3 и 4 бозонами. Явный вид правил Фейнмана таких взаимодействий в данной работе не приводится в виду громоздкости выражений.

Рассмотрим оператор размерности 7 взаимодействия с полем фотона. Общий вид аномального лагранжиана:

$$\mathscr{L}_{(7)}^{\rm QED} = \frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{\psi}_2(\kappa_1 D^{*\mu}D^{\nu} + \kappa_2 D^{\mu}D^{\nu} + \kappa_3 D^{*\mu}D^{*\nu})\psi_1 A^{\mu\nu} \quad (20)$$

где $\kappa_i = \xi_i + \eta_i\gamma^5$, ξ_i, η_i – комплексные числа.

Правила Фейнмана такого взаимодействия без поля Z-бозона были получены ранее [20]. Учет поля Z-бозона в калибровочной производной для каждого слагаемого имеет следующий вид:

$$\begin{array}{lcl} \bar{\psi}_2\kappa_1 D^{*\,\mu}D^{\nu}\psi_1 A_{\mu\nu} & \to & \bar{u}_2\left[F_1 + H_1 + I_{3,4}\right]u_1 \\ \bar{\psi}_2\kappa_2 D^{\mu}D^{\nu}\psi_1 A_{\mu\nu} & \to & \bar{u}_2\left[F_2 + H_2 + I_{3,4}\right]u_1 \\ \bar{\psi}_2\kappa_3 D^{*\mu}D^{*\nu}\psi_1 A_{\mu\nu} & \to & \bar{u}_2\lambda_3\left[F_3 + H_3 + I_{3,4}\right]u_1 \end{array} \quad (21)$$

где $I_{3,4}$ – описывает взаимодействие с 3 и 4-мя бозонами, а выражения $F_i,\ H_i$ определены следующим образом:

$$
\begin{aligned}
F_1 = \frac{M_Z}{v} e_q(\xi_1+\eta_1)(p_2^\mu g^{\nu\alpha} - p_1^\nu g_{\mu\alpha}) \times \\
\times(\frac{5}{3}\sin^2\theta_w - \cos^2\theta_w)[q^\mu g^{\nu\beta} - q^\nu g^{\mu\beta}]Z^\alpha A^\beta \\
H_1 = \frac{M_Z}{v} e_q(\xi_1-\eta_1)(p_2^\mu g^{\nu\alpha} + p_1^\nu g_{\mu\alpha})\gamma^5[q^\mu g^{\nu\beta} - q^\nu g^{\mu\beta}]Z^\alpha A^\beta \\
F_2 = \frac{M_Z}{v} e_q(\xi_2+\eta_2)(p_1^\mu g^{\nu\alpha} + p_1^\nu g_{\mu\alpha} + Q^\mu g^{\nu\alpha}) \times \\
\times(\frac{5}{3}\sin^2\theta_w - \cos^2\theta_w)[q^\mu g^{\nu\beta} - q^\nu g^{\mu\beta}]Z^\alpha A^\beta \\
H_2 = \frac{M_Z}{v} e_q(\xi_2-\eta_2)(p_1^\mu g^{\nu\alpha} + p_1^\nu g_{\mu\alpha} + Q^\mu g^{\nu\alpha})\gamma^5[q^\mu g^{\nu\beta} - q^\nu g^{\mu\beta}]Z^\alpha A^\beta \\
F_3 = \frac{M_Z}{v} e_q(\xi_3+\eta_3)(p_2^\mu g^{\nu\alpha} + p_2^\nu g_{\mu\alpha} - Q^\mu g^{\nu\alpha}) \times \\
\times(\frac{5}{3}\sin^2\theta_w - \cos^2\theta_w)[q^\mu g^{\nu\beta} - q^\nu g^{\mu\beta}]Z^\alpha A^\beta \\
H_3 = \frac{M_Z}{v} e_q(\xi_3-\eta_3)(p_2^\mu g^{\nu\alpha} + p_2^\nu g_{\mu\alpha} - Q^\mu g^{\nu\alpha})\gamma^5[q^\mu g^{\nu\beta} - q^\nu g^{\mu\beta}]Z^\alpha A^\beta
\end{aligned}
$$

где $Q,\ q$ – импульсы Z-бозона и фотона соответствено, M_Z – масса Z-бозона.

Выражения $F_i,\ H_i$ задают правила Фейнмана для взаимодействий с фотоном и Z-бозоном (рис. 2):

Аномальное взаимодействие с фотоном (рис. 3) задается следующим выражением:

$$
I^\gamma = e_q\kappa_1\, p_1^\mu p_2^\nu\, [q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha}]\, A^\alpha \qquad (22)
$$

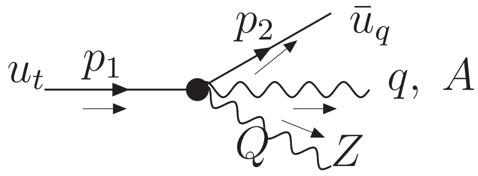

Рис. 2: Взаимодействие с Z-бозоном и фотоном

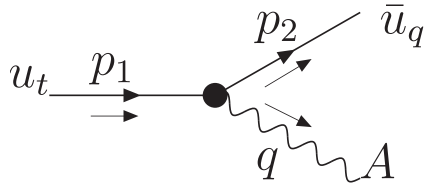

Рис. 3: Взаимодействие с фотоном

Взаимодействие с двумя фотонами (рис. 4) – следующими выражениями:

$$
\begin{aligned}
&I_1^{\gamma\gamma} = e_q^2\,\kappa_1\ \left[(q_1+q_2)^2 g^{\alpha\beta} - q_2^{\alpha}(q_1+q_2)^{\beta} - (q_1+q_2)^{\alpha} q_1^{\beta}\right] A_1^{\alpha} A_2^{\beta}\\
&I_2^{\gamma\gamma} = 2e_q^2\,\kappa_2\ \left[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^{\beta} q_2^{\alpha}\right] A_1^{\alpha} A_2^{\beta}\\
&I_3^{\gamma\gamma} = 2e_q^2\,\kappa_3\ \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_1^{\mu} q_2^{\nu} A_1^{\alpha} A_2^{\beta}
\end{aligned}
\tag{23}
$$

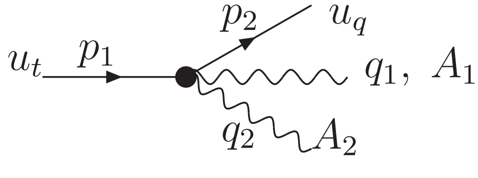

Рис. 4: Взаимодействие с двумя фотонами

И взаимодействие с фотоном и глюоном (рис. 5):

$$
\begin{aligned}
I_1^{\gamma g} &= e_q g_s\, \kappa_1 t^a \; \left[((q_1+q_2)q_1)\, g^{\alpha\beta} - (q_1+q_2)^\alpha q_1^\beta\right] A_1^\alpha G_{2\,a}^\beta \\
I_2^{\gamma g} &= e_q g_s\, \kappa_2 t^a \; \left[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^\beta q_2^\alpha\right] A_1^\alpha G_{2\,a}^\beta \\
I_3^{\gamma g} &= e_q g_s\, \kappa_3 t^a \; \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu A_1^\alpha G_{2\,a}^\beta
\end{aligned}
\tag{24}
$$

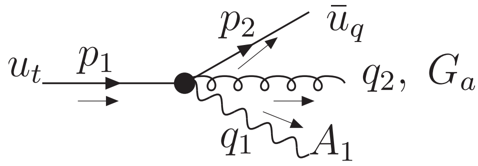

Рис. 5: Взаимодействие с фотоном и глюоном

Теперь перейдем к рассмотрению взаимодействия с полем глюона. Лагранжиан имеет вид:

$$
\mathscr{L}_{(7)}^{\mathrm{QCD}} = \frac{g_s}{\Lambda^3} \bar{\psi}_2 (\lambda_1 D^{*\mu} t^a D^\nu + \lambda_2 t^a D^\mu D^\nu + \lambda_3 D^{*\mu} D^{*\nu} t^a) \psi_1 G_a^{\mu\nu} \tag{25}
$$

где $\lambda_i = \xi_i^g + \eta_i^g \gamma^5$, ξ_i^g, η_i^g – комплексные числа.

Правила Фейнмана взаимодействия с глюоном (рис. 6) имеет вид:

$$
I^g = g_s \lambda_1 \; p_1^\mu p_2^\nu \left[q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha}\right] G_a^\alpha \tag{26}
$$

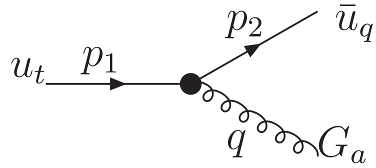

Рис. 6: Взаимодействие с глюоном

Взаимодействие с двумя глюонами (рис. 7):

$$I_1^{gg} = \lambda_1 g_s^2 \; t^a t^b \; \left[((p_1 q_2) - (p_2 q_1)) g^{\alpha\beta} - p_2^\alpha p_1^\beta + p_1^\alpha p_2^\beta - q_2^\alpha p_1^\beta + p_2^\alpha q_1^\beta \right] G_{a1}^\alpha G_{b2}^\beta$$
$$I_2^{gg} = \lambda_1 g_s^2 \; t^b t^a \; \left[((p_1 q_1) - (p_2 q_2)) g^{\alpha\beta} + p_2^\alpha p_1^\beta - p_1^\alpha p_2^\beta + q_2^\alpha p_2^\beta - p_1^\alpha q_1^\beta \right] G_{a1}^\alpha G_{b2}^\beta$$
$$I_3^{gg} = \lambda_2 g_s^2 \; \left(\delta^{ab}/3 + t^k d^{kab} \right) \; \left[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha q_1^\beta \right] G_{a1}^\alpha G_{b2}^\beta$$
$$I_4^{gg} = \lambda_3 g_s^2 \; \left(\delta^{ab}/3 + t^k d^{kab} \right) \varepsilon^{\mu\,\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu G_{a1}^\alpha G_{b2}^\beta$$

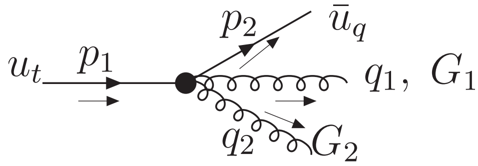

Рис. 7: Взаимодействие с двумя глюоном

Взаимодействие с фотоном и глюоном (рис. 5) имеет вид:

$$\begin{aligned}
I_1^{\gamma g} &= e_q g_s \, \lambda_1 t^a \; \left[((q_1 + q_2) q_1) \, g^{\alpha\beta} - (q_1 + q_2)^\alpha q_1^\beta \right] A_1^\alpha G_{2\,a}^\beta \\
I_2^{\gamma g} &= e_q g_s \, \lambda_2 t^a \; \left[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^\beta q_2^\alpha \right] A_1^\alpha G_{2\,a}^\beta \\
I_3^{\gamma g} &= e_q g_s \, \lambda_3 t^a \; \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu A_1^\alpha G_{2\,a}^\beta
\end{aligned} \qquad (27)$$

А правила Фейнмана для взаимодействия с глюоном и Z-бозоном (рис. 8) полностью аналогичны правилам Фейнмана взаимодействия фотона с глюоном, с заменой $e_q \to g_s$, $A^\alpha \to G_a^\alpha$ и добавлением генератора t^a.

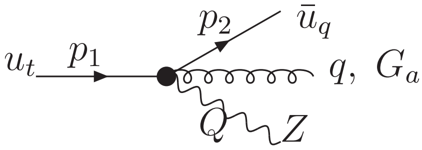

Рис. 8: Взаимодействие с глюоном и Z-бозоном

4 Ширины аномальных распадов топ-кварка

В данной главе представлены результаты вычислений ширин распадов топ-кварка за счет построенных во второй главе и рассмотренных в третьей главе аномальных взаимодействий с фотоном и глюоном.

Распад $t \to u(c)\,\gamma(g)$

Диаграммы, описывающие распад топ-кварка на легкий верхний кварк и фотон (глюон), представлены на рис. (9).

Рис. 9: Диаграммы распада топ-кварка на (а) легкий кварк и фотон (б) легкий кварк и глюон

где p_1 и p_2 – импульсы t- и q- кварков соответственно, а q – импульс фотона или глюона.

Дальнейшие расчеты проведем для распада на фотон. Для распада на глюон вывод ананлогичный.

Матричный элемент, соответствующий этому процессу равен

$$M = \frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1 + \zeta_1\gamma^5)p_2^\mu p_1^\nu(q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha})u_t\,A^\alpha \tag{28}$$

Учитывая закон сохранения импульса $p_1 = p_2 + q$, получим

$$M = \frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1 + \zeta_1\gamma^5)[\mathbf{p_2^\mu p_2^\nu} + p_2^\mu q^\nu](\mathbf{q^\mu g^{\nu\alpha}} - \mathbf{q^\nu g^{\mu\alpha}})u_t\,A^\alpha$$

Выделенные жирным курсивом слагаемые при перемножении занулятся. Тогда останутся следующие слагаемые:

$$p_2^{\mu} q^{\nu} (q^{\mu} g^{\nu\alpha} - q^{\nu} g^{\mu\alpha}) A^{\alpha} = (p_2 q)(qA) - q^2 (p_2 A) \tag{29}$$

т.к. для свободного фотона/глюона $q^2 = 0$ и в силу условия Лоренца $(qA) = 0$, то амплитуда такого процесса равна нулю.

$$M = \frac{e_q}{\Lambda^3} [(p_2 q)(qA) - q^2 (p_2 A)] \bar{u}_q (\xi_1 + \zeta_1 \gamma^5) u_t = 0 \tag{30}$$

Следовательно, распады топ-кварка на фотон или глюон за счет аномального взаимодействия размерности 7 идут только в следующем порядке теории возмущений:

$$t \to u\,\gamma\,\gamma, \;\; t \to u\,\gamma\,g, \;\; t \to u\,g\,g$$
$$t \to u\,q\,\bar{q}$$

При вычислениях полагали m– масса t-кварка, а легкие кварки считали безмассовыми. Также использовали аксиальную калибровку [19]:

$$\sum_{pol} V^{\mu} V^{\nu} = \rho^{\mu\nu}(q) = -\, g^{\mu\nu} + \frac{q^{\mu} n^{\nu} + n^{\mu} q^{\nu}}{(qn)} - \frac{n^2 q^{\mu} q^{\nu}}{(qn)^2}; \qquad \rho^{\mu\nu} n_{\nu} = 0 \tag{31}$$

где q– импульс калибровочного бозона, n– 4-вектор фиксирующий калибровку. В дальнейшем полагали его равным сумме импульсов бозонов q_1 и q_2, $n = q_1 + q_2$. Тогда получаем:

$$\rho^{\mu\nu}(q_1) = \; \rho^{\mu\nu}(q_2) = \rho^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} + \tfrac{q_1^{\mu} q_2^{\nu} + q_2^{\mu} q_1^{\nu}}{(q_1 q_2)} \qquad \rho^{\mu\nu} \rho^{\alpha\nu} = \rho^{\mu\alpha}; \;\; \rho^{\mu\nu} g_{\mu\nu} = 2 \tag{32}$$

Распад $t \to u\,\gamma\,\gamma$

Амплитуда распада топ-кварка в два фотона описывается одной диаграммой Фейнмана (рис. 10) и равна:

$$M(t \to u\gamma\gamma) \;=\; \frac{e_q^2}{\Lambda^3}\bar{u}(p_2)(M_1 + M_2 + M_3)u(p_1) \qquad (33)$$

где

$$\begin{aligned}
&M_1 = \kappa_1\;\left[(q_1+q_2)^2 g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha (q_1+q_2)^\beta - (q_1+q_2)^\alpha q_1^\beta\right] A_1^\alpha A_2^\beta\\
&M_2 = 2\kappa_2\;\left[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^\beta q_2^\alpha\right] A_1^\alpha A_2^\beta\\
&M_3 = 2\,\kappa_3\;\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu A_1^\alpha A_2^\beta, \quad \kappa_i = \xi_i^\gamma + \zeta_i^\gamma \gamma^5
\end{aligned}$$

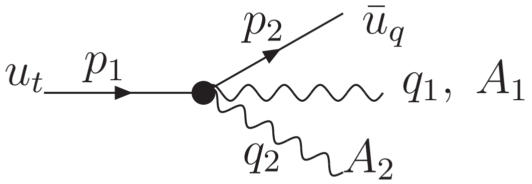

Рис. 10: Диаграмма распада топ-кварка на легкий кварк и два фотона

Квадрат амплитуды этого процесса равен

$$\begin{aligned}
&|M|^2 = 4\frac{e_q^4}{\Lambda^6}\mathcal{T}^{\gamma\gamma}(m^2 - q^2)q^4;\; (q^2 = q_1 + q_2)^2\\
&\mathcal{T}^{\gamma\gamma} = \left[|\xi_1^\gamma + \xi_2^\gamma|^2 + |\xi_3^\gamma|^2 + |\zeta_1^\gamma + \zeta_2^\gamma|^2 + |\zeta_3^\gamma|^2\right]
\end{aligned} \qquad (34)$$

Ширина же данного распада равна:

$$\Gamma(t \to u\gamma\gamma) = e_t^4 \alpha_e^2\;\mu_\Lambda^6\;(m/480\pi)\mathcal{T}^{\gamma\gamma} \qquad (35)$$

где α_e – постоянная тонкой структуры и используется обозначение

$$\mu_\Lambda^6 = \left(\frac{m}{\Lambda}\right)^6$$

$t \to u\,\gamma\,g$ **распад**

Данный распад описывается одной диаграмой Фейнмана (рис. 11), а его амплитуда равна:

$$M(t \to q\gamma\, g) \;=\; \frac{e_q g_s}{\Lambda^3}\bar{u}(p_2)(M_1^{\gamma g} + M_2^{\gamma g} + M_3^{\gamma g})u(p_1) \quad (36)$$

где

$$\begin{aligned}
M_1^{\gamma g} &= \kappa_1 t^a \left[((q_1+q_2)q_1))g^{\alpha\beta} - (q_1+q_2)^\alpha q_1^\beta\right] A_1^\alpha G_{2b}^\beta \\
&+ \lambda_1 t^a \left[((q_1+q_2)q_2))g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha (q_1+q_2)^\beta\right] A_1^\alpha G_{2b}^\beta \\
M_2^{\gamma g} &= (\kappa_2+\lambda_2)\left[(q_1 q_2)g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha q_1^\beta\right] A_1^\alpha G_{2b}^\beta \\
M_3^{\gamma g} &= (\kappa_3+\lambda_3) t^a \varepsilon^{\mu\,\nu\alpha\beta} q_1^\mu q_2^\nu A_1^\alpha B_{2b}^\beta, \quad \kappa_i = \xi_i^\gamma + \zeta_i^\gamma \gamma^5, \;\; \lambda_i = \xi_i^g + \zeta_i^g \gamma^5
\end{aligned}$$

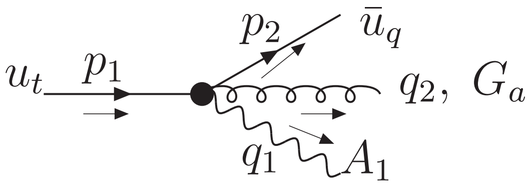

Рис. 11: Диаграмма распада топ-кварка на легкий кварк, фотон и глюон

Ширина распада равна:

$$\Gamma(t \to u\gamma g) = e_t^2 \alpha_e \alpha_s\, \mu_\Lambda^6\; (m/720\pi)\mathcal{T}^{g\gamma} \quad (37)$$

где α_s константа сильного взаимодействия и введено обозначение

$$\mathcal{T}^{g\,\gamma} = |\xi_1^\gamma + \xi_2^\gamma + \xi_1^g + \xi_2^g|^2 + |\xi_3^\gamma + \xi_3^g + \xi_4^g|^2 + \quad (38)$$
$$+|\zeta_1^\gamma + \zeta_2^\gamma + \zeta_1^g + \zeta_2^g|^2 + |\zeta_3^\gamma + \zeta_3^g + \zeta_4^g|^2$$

$t \to u\,g\,g$ **распад**

Данный распад описывается двумя диаграммами Фейнмана (рис. 12). И ввиду протяженности выкладок, сразу выпишем ответ для ширины такого распада

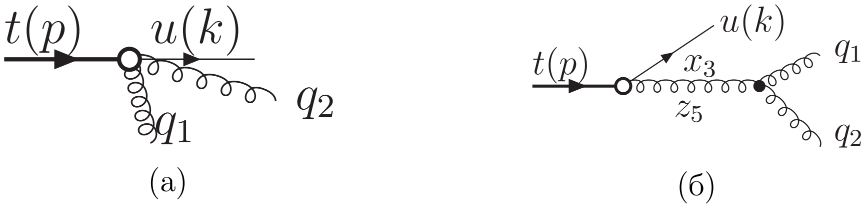

Рис. 12: Диаграммы распада топ-кварка на легкий кварк и два глюона

$$\Gamma(t \to u\,g\,g) = \alpha_s^2\,\mu_\Lambda^6\,(m/2160\pi)\,[7\chi_1 + 18\chi_2] \quad (39)$$

$$\chi_1 = |\xi_1^g - \xi_2^g|^2 + |\xi_3^g + \xi_4^g|^2 + |\zeta_1^g - \zeta_2^g|^2 + |\zeta_3^g + \zeta_4^g|^2$$
$$\chi_2 = |\xi_3^g|^2 + |\zeta_3^g|^2$$

Распад $t \to u\, q\, \bar{q}$

Диаграмма данного распада изображена на рис. 13.

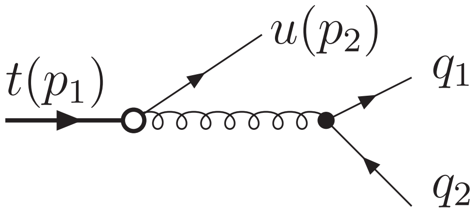

Рис. 13: Диаграмма распада $t \to u\, q\, \bar{q}$

Выпишем без вывода ответ для ширины такого распада для двух случаев: $u \neq q$ и $u = q$.

$$\begin{aligned}\Gamma(t \to u\, \bar{q}\, q) &= \alpha_s^2 \mu_\Lambda^6 (m/360\pi)\, (|\xi_1^g|^2 + |\zeta_1^g|^2) \\ \Gamma(t \to u\bar{u}u) &= \alpha_s^2 \mu_\Lambda^6 (23m/8640\pi)\, (|\xi_1^g|^2 + |\zeta_1^g|^2)\end{aligned} \tag{40}$$

Заметим, что во время адронизации, пара частиц (кварк и глюон или пара кварков) с малой инвариантной массой могут образовать одну струю (j). В таком случае, рассмотренные выше распады топ-кварка будут наблюдаться экспериментально, как двухчастичные конечные состояния (хотя распад идет на три частицы):

$$\begin{aligned}&t \to u\gamma\gamma \to j(u\gamma) + \gamma;\;\; u\gamma g \to j(ug) + \gamma; \\ &t \to u\gamma g \to j(u\gamma) + j(g);\;\; ugg \to j(ug) + j(g), ...\end{aligned}$$

Для оценки вероятности наблюдения такого „двухчастичного" конечного состояния потребуем, чтобы инвариантная масса пары конечных частиц была меньше 40 ГэВ.

$$m_{inv} \leq 40 \text{ GeV} \to \triangle = \left(\frac{m_{inv}}{m}\right)^2 \simeq 0.05$$

Зададим вероятность двухчастичного распада,как

$$P[t \to jj] = \Gamma(t \to jj)/\Gamma(t \to uab) \tag{41}$$

где a и b два фотона, глюона или легких кварка. Тогда для рассмотренных выше распадов

$$\begin{array}{lll}
t \to u\gamma\gamma: & P[t \to j(u\gamma) + \gamma] & = (5/2)\triangle \qquad \simeq 0.13 \\
t \to u\gamma g: & P[t \to j(u\gamma) + j] & = (5/4)\triangle + (5/2)\triangle^3(4 - 3\triangle) \qquad \simeq 0.07 \\
t \to ugg: & P[t \to j + j] & = (5/4)\triangle + (5/4)(1 - (1 - \triangle)^2) \qquad \simeq 0.3 \\
t \to u\bar{q}q: & P[t \to j + j] & = 5\triangle(1 - \triangle) \qquad \simeq 0.24 \\
t \to u\bar{u}u: & P[t \to j + j] & = (20/23)\triangle(6 - 7\triangle + 2\triangle^2) \qquad \simeq 0.25
\end{array}$$

Получим оценку на аномальные константы построенных взаимодействий, исходя из существующих экспериментальных ограничений на вероятности распадов [21, 22]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(t \to \gamma\, u) &\leq 1.3 \times 10^{-3} \\
\mathcal{B}(t \to g\, u) &\leq 2 \times 10^{-5}
\end{aligned} \tag{42}$$

При значении параметра $\Lambda = 1$ ТэВ получим лучшее ограничение на аномальные константы из ширины (37):

$$|\kappa|^2 \leq 9 \times 10^6 \tag{43}$$

5 Моделирование рождения топ-кварка

В данной главе проведено моделирование рождения топ-кварков в процессах с нейтральным током с нарушением аромата за счет операторов размерности 7, описывающих взаимодействие с фотоном и глюоном (рис. 14). А именно, рассматривается процесс $u\,g \to t\,\gamma$. Также проведено моделирование основных фоновых процессов.

Сигнальные процессы:

$$\begin{aligned} &u\,g \to \gamma + t,\, t \to b\,W^+,\;\; W^+ \to l^+\,\nu_l \\ &\bar{u}\,g \to \gamma + \bar{t},\, \bar{t} \to \bar{b}\,W^-,\, W^- \to l^-\,\bar{\nu}_l \end{aligned} \tag{44}$$

Фоновые процессы приведены в таблице 3.

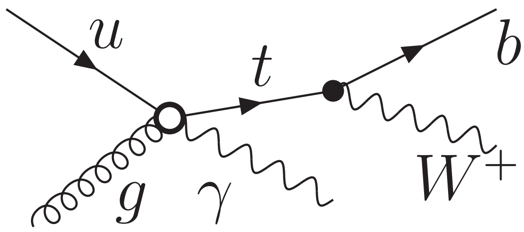

Рис. 14: Процесс рождения топ-кварка за счет аномального взаимодействия $u\,g \to t\,\gamma$ с дальнейшим распадом в рамках СМ

Для получения оценок ограничений на аномальные константы построенных взаимодействий проводится быстрое Монте-Карло моделирование сигнальных и фоновых событий. Сигнальные события генерирутся с помощью простого генератора событий, фоновые события генерируются с помощью пакета MadGraph5_aMC@NLO. Затем полученные файлы формата LHEF подаются в пакет PYTHIA 8.1 [23] для адронизации и в пакет Delphes 4.3.1 [24] для моделирования отклика детектора.

Таблица 3: Основные фоновые процессы

Процесс	Подпроцесс
$pp \to W^+ b\gamma$	$gu \to bW^+\gamma \qquad gc \to bW^+\gamma$
$pp \to W^+ s\gamma$	$gu \to sW^+\gamma \qquad gc \to sW^+\gamma$
$pp \to W^+ d\gamma$	$gu \to dW^+\gamma \qquad gc \to dW^+\gamma$
$pp \to W^+ \bar{c}\gamma$	$g\bar{d} \to \bar{c}W^+\gamma$, $g\bar{s} \to \bar{c}W^+\gamma$, $g\bar{b} \to \bar{c}W^+\gamma$
$pp \to W^+ \bar{u}\gamma$	$g\bar{d} \to \bar{u}W^+\gamma$, $g\bar{s} \to \bar{u}W^+\gamma$, $g\bar{b} \to \bar{u}W^+\gamma$
$pp \to W^- \bar{b}\gamma$	$g\bar{u} \to \bar{b}W^-\gamma \qquad g\bar{c} \to \bar{b}W^-\gamma$
$pp \to W^- \bar{s}\gamma$	$g\bar{u} \to \bar{s}W^-\gamma \qquad g\bar{c} \to \bar{s}W^-\gamma$
$pp \to W^- \bar{d}\gamma$	$g\bar{u} \to \bar{d}W^-\gamma \qquad g\bar{c} \to \bar{d}W^-\gamma$
$pp \to W^- c\gamma$	$gd \to cW^-\gamma$, $gs \to cW^-\gamma$, $gb \to cW^-\gamma$
$pp \to W^- u\gamma$	$gd \to uW^-\gamma$, $gs \to uW^-\gamma$, $gb \to uW^-\gamma$
$pp \to g\gamma W^-$	множество различных каналов
$pp \to g\gamma W^+$	множество различных каналов

Заметим, что во всех перечисленных фоновых процессах W-бозон распадается в лептонной моде!

Моделирование проводится при условиях работы детектора CMS Run 2. Предполагаем, что интегральная светимость равна $\mathcal{L}_{tot}$ =100 fb^{-1}, полная энергия $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Сечения сигнальных процессов (44) можно параметризовать следующим образом:

$$\sigma_{signal} = |\kappa^2|\sigma(t \to u\,g\,\gamma)\mathcal{B}(t \to b\,W)\mathcal{B}(W \to l\,\nu_l) \qquad (45)$$

где κ – обобщенная аномальная константа построенных во второй и третьей главах взаимодействий топ-кварка с фотоном и глюоном, $\mathcal{B}$ – вероятности каналов распада.

При значениях $|\kappa|^2 = 20000$, $\mathcal{B}(t \to b\,W) \simeq 1$, $\Lambda = 1$ ТэВ сечения сигнальных процессов (44) равны:

$$\begin{aligned} \sigma_{signal-t} &= 315.518 \pm 6.944 \text{ pb} \\ \sigma_{signal-\bar{t}} &= 10.615 \pm 0.347 \text{ pb} \end{aligned} \tag{46}$$

Сечения фоновых процессов приведены в таблице 4:

Таблица 4: Сечения фоновых процессов при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $\mathcal{L}_{tot} = 100\ fb^{-1}$

Процесс	сечение, pb	Число ожидаемых событий
$pp \to W^+b\gamma$	$1044(4) \times 10^{-5}$	1044(4)
$pp \to W^+s\gamma$	$2486(7) \times 10^{-3}$	248600 ± 700
$pp \to W^+d\gamma$	$1011(3) \times 10^{-2}$	1011000 ± 3000
$pp \to W^+\bar{c}\gamma$	$2822(9) \times 10^{-3}$	282200 ± 900
$pp \to W^+\bar{u}\gamma$	$442(1) \times 10^{-2}$	442000 ± 1000
$pp \to W^-b\gamma$	$1012(4) \times 10^{-5}$	1012(4)
$pp \to W^-\bar{s}\gamma$	$2134(7) \times 10^{-3}$	213400 ± 700
$pp \to W^-\bar{d}\gamma$	$356(1) \times 10^{-2}$	356000 ± 1000
$pp \to W^-c\gamma$	$2996(10) \times 10^{-3}$	299600 ± 1000
$pp \to W^-u\gamma$	$769(3) \times 10^{-2}$	769000 ± 3000
$pp \to g\gamma W^-$	$4516(25) \times 10^{-3}$	451600 ± 2500
$pp \to g\gamma W^+$	$6856(34) \times 10^{-3}$	685600 ± 3400

Заметим, что относительная ошибка вычисления сечений процессов в MadGraph очень мала и составляет 0.3-0.35% (без учета ошибки, связанной с выбором функций распределений партонов).

Для дальнейшего анализа эффективности отбора событий фоновых процессов с конечным d- и c- кварками были сгенерированы тестовые наборы данных по 10^5 и 5×10^4 событий соответственно. Кроме того, были сгенерированы тестовые наборы данных для сигнальных процессов и оставшихся фоновых процессов по 10^4 событий в каждом. При генерировании событий накладывались следующие кинематические ограничения (изначально заданы в MadGraph). Для струй $p_T > 20$ ГэВ, $0 \leq |\eta_j| \leq 5.0$. Для лептонов и фотонов $p_T > 10$ ГэВ, $0 \leq |\eta_{\gamma,l}| \leq 2.5$. А также накладывалось требование: $\Delta R_{ab} = \sqrt{\Delta\eta_{ab}^2 + \Delta\phi_{ab}^2} \geq 0.4$.

Сигнальные события характеризуются наличием в конечном состоянии одного лептона, одного фотона и хотя бы одной струи от b-кварка. При анализе были использованы два алгоритма выделения b-меченых струй: когда в событии есть хотя бы одна b-меченая струя, и когда b-меченая струя обладает максимальным поперечным импульсом среди всех струй в событии. При анализе данных был сделан вывод, что алгоритм b-мечения, в котором струя от b-кварка должна быть струей с максимальным поперечным импульсом, является более предпочтительным. Сводная таблица по данному этапу анализа представлена ниже (таблица 5).

Таблица 5: Эффективность отбора сигнальных и фоновых событий из тестовых наборов

Процесс	Сигнальные события	b-мечение 1 (b-струя с макс. p_T)	b-мечение 2 ($>=$ 1 b-струй)
сигнал t	2258 (25.58%)	1276 (49.88%)	1624 (63.49%)
сигнал $\bar{t}$	3500 (35%)	1806 (51.6%)	2195 (62.71%)
Фон с b-кварком	1680 (16.8%)	527 (31.37%)	664 (39.52%)
Фон с s-кварком	2850 (28.5%)	64 (2.25%)	126 (4.42%)
Фон с u-кварком	2975 (29.75%)	72 (2.42%)	114 (3.83%)
Фон с глюоном	2961 (29.61%)	62 (2.09%)	103 (3.48%)
Фон с d-кварком	28224 (28.22%)	638 (2.26%)	1176 (4.17%)
Фон с c-кварком	14837 (29.67%)	1709 (11.52%)	2223 (14.98%)

Заметим, что число ожидаемых фоновых событий от процессов с конечным b-кварком ($pp \to \gamma\, b\, W^+$) на два порядка меньше, чем число ожидаемых фоновых событий с легкими кварками. Поэтому в дальнейшем анализе предполагаем, что фоновые процессы с b-кварком не вносят существенного вклада.

Процессы с легкими кварками, кроме c-кварка, и глюонами были объединены в один набор данных, со средней эффективностью выделения сигнальных событий равной 28% и эффективностью b-мечения струй с максимальным p_T 2.25%.

В дальнейшем анализе проводилась оптимизация выделения сигнальных событий. С этой целью были выбраны следующие обрезания по кинематическим переменным (рис. 15-21). $p_T^j \geq 40$ ГэВ, $p_T^\gamma \geq 30$ ГэВ, $p_T^l \geq 30$ ГэВ и $E_T^{miss} \geq 30$ ГэВ. „Расстояние" между b-струей и лептоном $\Delta R_{bl} \leq 2.5$, b-струей и фотоном $\Delta R_{b\gamma} \geq 2.5$, лептоном и фотоном $\Delta R_{l\gamma} \geq 2.0$.

Эффективность обрезаний приведена в таблице 6.

Таблица 6: Эффективность выделения сигнальных и фоновых событий до и после обрезаний

Процесс	До	После 1
сигнал t	1276	990 (77.58%)
сигнал $\bar{t}$	1806	1187 (65.72%)
Фон с легкими кварками	638	16 (2.5%)
Фон с c-кварком	1709	18 (1.05%)

Относительная стастическая ошибка сигнальных событий, определенная как $\frac{1}{\sqrt{N}}$, где N – число событий после обрезаний, равна для сигнальных событий с t-кварком порядка 3%, для фоновых событий 25%.

Ограничения на вероятности аномальных взаимодействий были получены с помощью программного обеспечения Combime Limits, в основе которого лежит отношение правдоподобия между сигнальными событиями и фоновыми с учетом статистических и систематических ошибок. После проведенного статистического анализа были получены следующие ограничения на аномальную константу и вероятности аномального взаимодействия:

$$\begin{aligned}
&\mathcal{B}(t \to u\,\gamma\, g) \leq 1.36 \times 10^{-10},\ |\kappa|^2 \leq 0.2547 \qquad \text{CL } 97.5\% \\
&\mathcal{B}(t \to u\,\gamma\, g) \leq 1.04 \times 10^{-10},\ |\kappa|^2 \leq 0.1951 \qquad \text{CL } 84.0\% \\
&\mathcal{B}(t \to u\,\gamma\, g) \leq 0.75 \times 10^{-11},\ |\kappa|^2 \leq 0.1409 \qquad \text{CL } 50.0\%
\end{aligned} \tag{47}$$

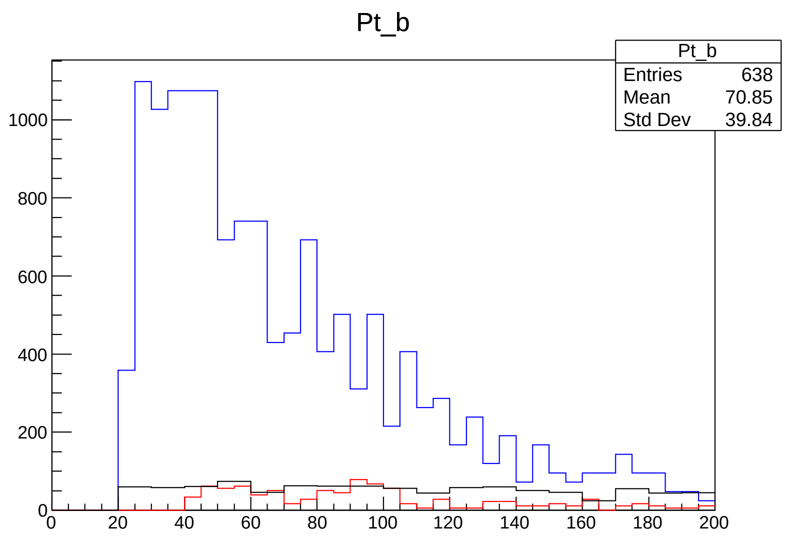

Рис. 15: Распределения по поперечному импульсу b-струй. Красный цвет – фоновые события с c-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

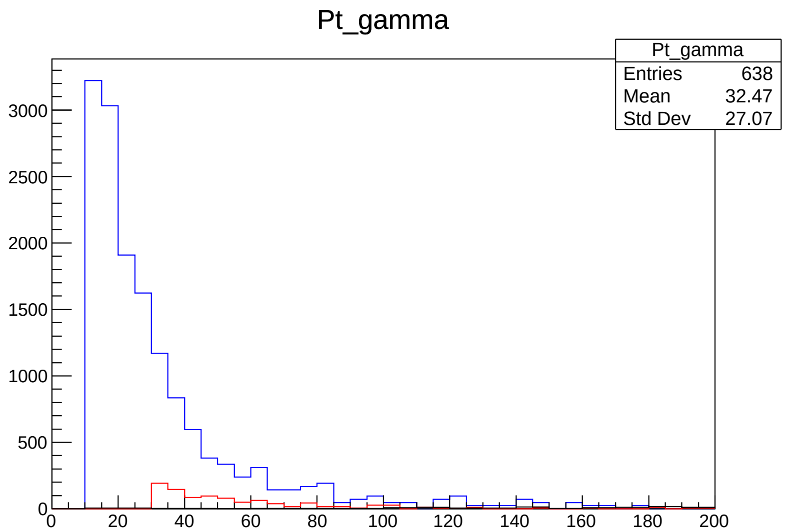

Рис. 16: Распределения по поперечному импульсу фотона. Красный цвет – фоновые события с c-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

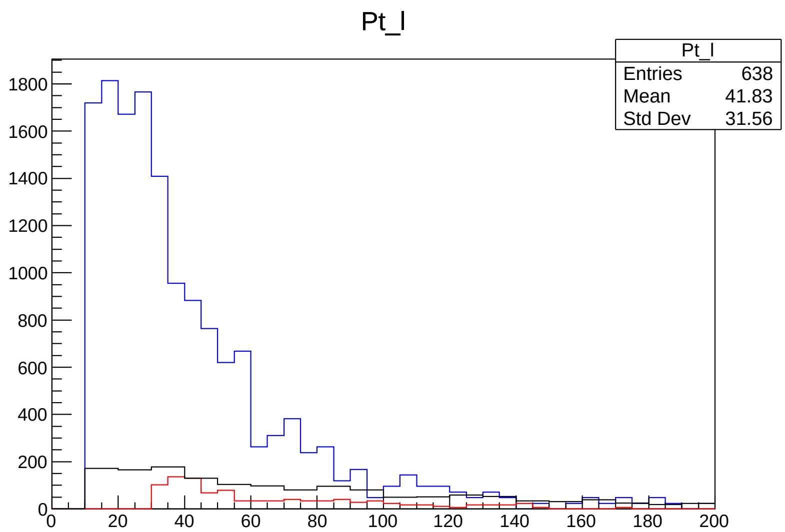

Рис. 17: Распределения по поперечному импульсу лептонов. Красный цвет – фоновые события с c-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

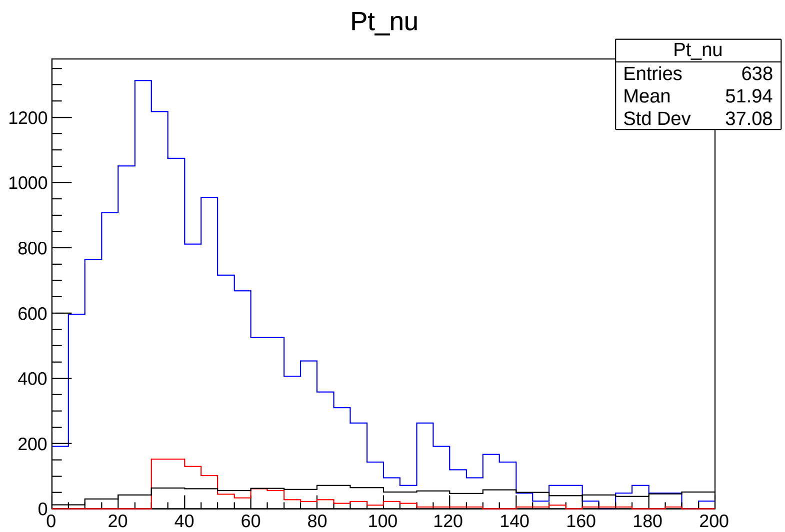

Рис. 18: Распределения по потерянной энергии. Красный цвет – фоновые события с c-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

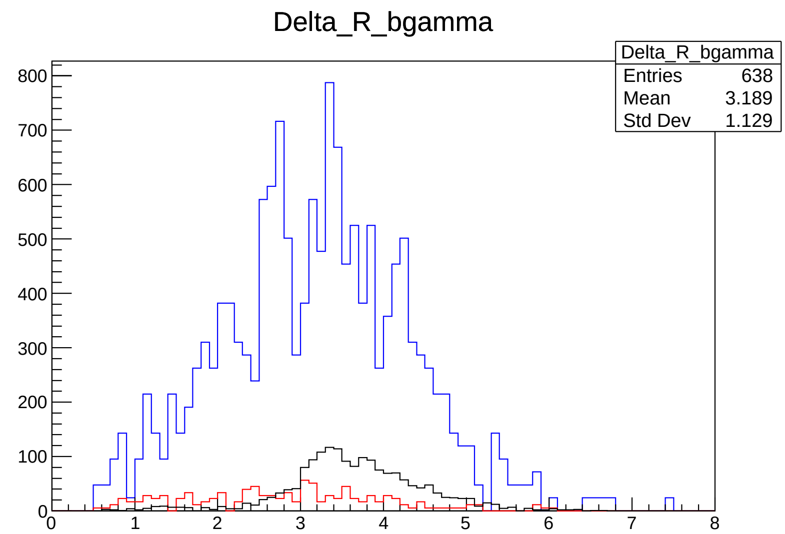

Рис. 19: Распределения по „расстоянию" между b-струей и лептоном. Красный цвет – фоновые события с c-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

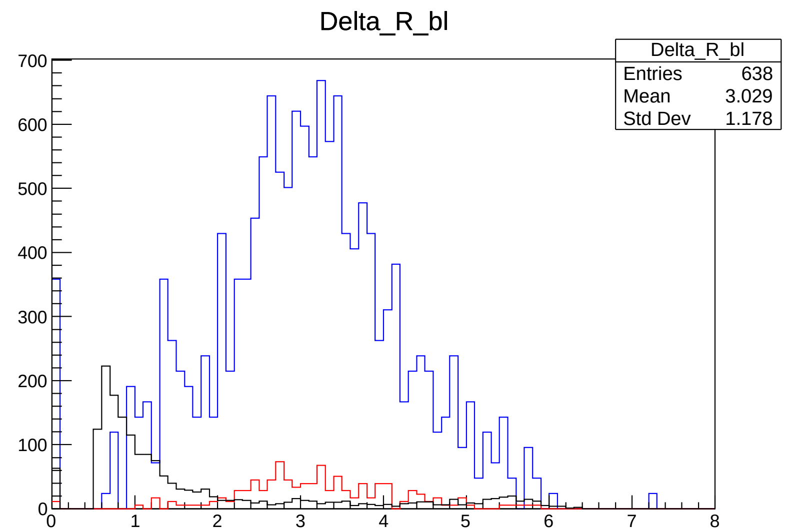

Рис. 20: Распределения по „расстоянию” между b-кварком и лептоном. Красный цвет – фоновые события с с-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

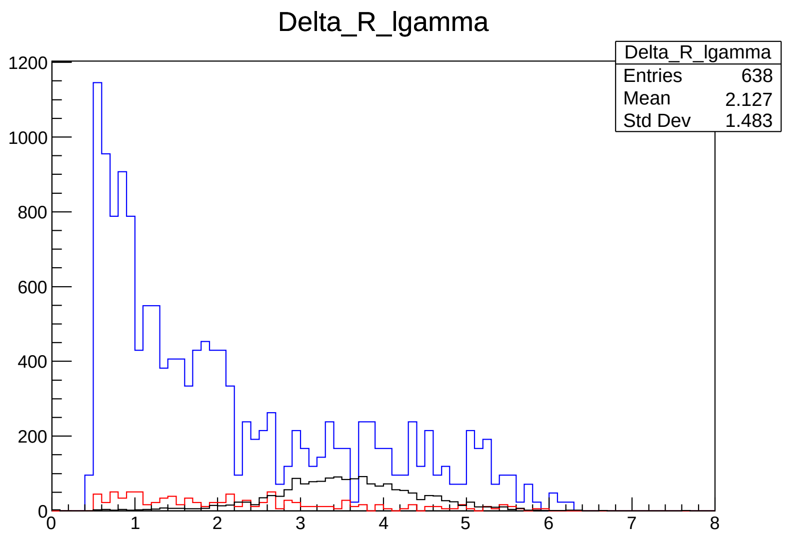

Рис. 21: Распределения по „расстоянию” между лептоном и фотоном. Красный цвет – фоновые события с с-кварком, Синий – фоновые события с легкими кварками, Черный – сигнальные события с топ-кварком

6 Результаты

В данной работе исследовалась возможность проявления Новой Физики, а именно проявления аномальных взаимодействий топ-кварка в процессах с нейтральным с нарушением аромата за счет операторов размерности 7. Был построен и представлен общий вид лагранжиана такого взаимодействия с операторами размерности 7. Получены правила Фейнмана такого взаимодействия с полем фотона, глюона, Z-бозона. Показано, что, в отличие от аналогичных взаимодействий низших размерностей 5 и 6, топ-кварк не распадается на u- или c- кварк и фотон или глюон за счет операторов размерности 7. Поэтому были вычислены ширины распада топ-кварка в следующем порядке теории возмущений: на два фотона, два глюона, фотон и глюон, три кварка. Показано, что в порядка 20-30% случаев такие распады могут быть детектированы экспериментально как двухчастичные распады, то есть распады с двумя частицами в конечном состоянии. Это может быть две струи или струя и фотон. Получены оценки на аномальные константы построенных взаимодейтсвий, исходя из существующих экспериментальных ограничений на вероятность детектирования таких конечных состояний:

$$\mathcal{B}(t \to \gamma\, u) \leq 1.3 \times 10^{-3} \;\Rightarrow\; |\kappa|^2 \leq 9 \times 10^6$$

Для улучшения оценки было проведено быстрое Монте-Карло моделирование аномального рождения топ-кварков в процессе

$u\,g \to t\,\gamma$ и основных фоновых процессов при полной энергии pp- столкновений $\sqrt{13}$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{tot} = 100\ fb^{-1}$. В результате были получены следующие оценки на величину аномальной константы и вероятность расмотренного взаимодействия:

$$\mathcal{B}(t \to u, \gamma\, g) \leq 1.36 \times 10^{-10},\ |\kappa|^2 \leq 0.255\ at\ CL\ 97.5\%$$

В дальнейшем планируется провести моделирование при полной энергии pp- столкновений $\sqrt{s} = 28$ ТэВ и интегральной светимости $1000\ fb^{-1}$ (режим высокой энергии БАК), а в условиях будущего ускорителя FCC-hh ($\sqrt{s} = 100$ ТэВ).

7 Благодарности

Я благодарен руководству кафедры физики высоких энергий МФТИ в лице Зайцева А.М и Хохлова Ю.А.,а также руководителю сектора прецизионной электромагнитной калориметрии Качанову В. А. за предоставленные возможности для осуществления научной деятельности. Благодарю научного руководителя Слабоспицкого С.Р. за идею работы, чуткое руководство и детальное обсуждение возникавших в ходе работы вопросов. Автор признателен Мандрику П.С за ценные советы и рекомендации.

Список литературы

1. Tanabashi M. *et. al* [Particle Data Group], „Review Of Particle Physics", Phys. Rev. D98, 030001 (2018)

2. Bigi I.I. *et al.*, Phys. Lett. B181, 157 (1986)

3. Beneke M. *et al.*, „Top quark physic", arXiv:hep-ph/0003033, in „Standart model physics (and more) at the LHC", G. Altarelli and M. L. Mangano eds., Geneva, Switzerland: CERN (2000) 529 p.

4. Boos, E., Dudko, L., Mandrik, P. et al. Phys. Part. Nuclei (2019) 50: 231. https://doi.org/10.1134/S106377961903002X

5. S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285

6. Grzadkowski B., Gunion J.F. and Krawczyk P., Phys. Lett., B268, 106 (1991);

7. Eilam G., Hewett J.L. and Soni A., Phys. Rev. D44, 1473 (1991)

8. Luke M. and Savage M.J., Phys. Lett. B307, 387 (1993)

9. Couture G., Hamzaoui C. and Konig H., Phys. Rev. D52, 1713 (1995)

10. G. Eilam, J. L. Hewett, and A. Soni, „Rare decays of the top quark in the standard and two Higgs doublet models", Phys. Rev. D 44, 1473 (1991), Erratum: Phys. Rev. D 59, 039901 (1999).

11. M. Jezabek and J. H. Kuhn, „The Top width: Theoretical update," Phys. Rev. D 48, R1910 (1993), Erratum:Phys. Rev. D 49, 4970 (1994), doi:10.1103/Phys-RevD.49.4970, doi:10.1103/PhysRevD.48.R1910, arXiv:hep-ph/9302295.

12. J. M. Yang, B. L. Young, and X. Zhang, „Flavor changing top quark decays in r parity violating SUSY", Phys. Rev. D 58, 055001 (1998), arXiv:hep-ph/9705341.

13. G. R. Lu, F. R. Yin, X. L. Wang, and L. D. Wan, „The rare top quark decays in the topcolor assisted technicolor model", Phys. Rev. D 68, 015002 (2003), arXiv:hep-ph/0303122.

14. W. Buchmuller and D. Wyler, „Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation", Nucl. Phys. B 268 (1986) 621. doi:10.1016/0550-3213(86)90262-2

15. J.A. Aguilar-Saavedra, „A Minimal set of top anomalous couplings", Nucl. Phys. B 812 (2009) 181 doi:10.1016/j.nuclphysb.2008.12.012 [arXiv:0811.3842 [hep-ph]].

16. B. Grzadkowski, M. Iskrzynski, M. Misiak and J. Rosiek, „Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian", JHEP 1010 (2010) 085 doi:10.1007/JHEP10(2010)085 [arXiv:1008.4884 [hep-ph]].

17. C. Zhang, S. Willenbrock, „Effective-Field-Theory Approach to Top-Quark Production and Decay", Phys. Rev. D83 (2011) 034006, arXiv:1008.3869.

18. K.I. Aoki, Z. Hioki, M. Konuma, R. Kawabe, T. Muta, „Electroweak Theory. Framework of On-Shell Renormalization and Study of Higher Order Effects", Prog.Theor.Phys.Suppl. 73 (1982), doi: 10.1143/PTPS.73.1

19. Itzykson C. and Zuber J.-B., Quantum Field Theory (New York: McGraw-Hill, 1985).

20. V.V. Denisov, S.R. Slabospitskii, „Dimension-seven operator contribution to the top quark anomalous interactions", e-Print: arXiv:1803.00313 [hep-ph]

21. V. Khachatryan *et. al* (CMS Collab.), „Search for anomalous single top quark production in association with a photon in pp collisions at $\sqrt{s}$ =13 TeV", JHEP 1604, 035 (2016), arXiv:1511.03951 [hep-ex]

22. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), „Search for single top-quark production via flavour-changing neutral currents at 8 TeV with the ATLAS detector", Eur. Phys. J. C76,55 (2016), doi:10.1140/epjc/s10052-016-3876-4, arXiv:1509.00294 [hep-ex].

23. T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP05 (2006) 026, Comput. Phys. Comm. 178 (2008) 852.

24. The DELPHES 3 collaboration, de Favereau, J., Delaere, C. et al. J. High Energ. Phys. (2014) 2014: 57. https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)057