

УНИТАРНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОДХОДА SMEFT ПРИ ОПИСАНИИ НОВОЙ ФИЗИКИ В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА

Э. Э. Боос¹, В. Е. Буничев²

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

С помощью оптической теоремы из условий пертурбативной унитарности впервые установлены ограничения сверху на отношения коэффициентов Вильсона к квадрату масштаба новой физики для аномальных операторов, дающих вклад в процессы одиночного рождения t -кварка в адронных столкновениях. Ограничения найдены в аналитическом виде и приведены численно в форме характерных областей.

Using the optical theorem from the conditions of perturbative unitarity, for the first time we have established upper bounds on the ratios of the Wilson coefficients to the square of the new physics scale for anomalous operators contributing to the processes of single t -quark production in hadron collisions. The limitations are found in an analytical form and are given numerically in the form of characteristic regions.

PACS: 11.10.-z; 11.10.Ef; 11.55.-m; 11.80.Et; 12.60.-i; 14.65.Na

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на LHC не найдено ни одного достоверного отклонения от предсказаний Стандартной модели (СМ). Соответственно, и нет экспериментальных указаний на то, каким может быть возможное направление выхода за ее рамки, какая теория или модель за рамками СМ является предпочтительной. В такой ситуации повышенный интерес вызывает подход к модельно-независимому анализу отклонений, возможно, очень малых отклонений, от предсказываемых СМ-сечений, дифференциальных распределений, парциальных вероятностей распадов. Этот подход основывается на идеях эффективных теорий поля и получил название Standard Model Effective Field Theory (SMEFT).

SMEFT имеет ряд привлекательных свойств, в частности, сохраняет калибровочную и другие симметрии СМ, позволяет последовательно вычислять квантовые поправки по теории возмущений по константам связи СМ, сравнивать результаты поиска отклонений в различных процессах и в различных экспериментах, последовательно устанавливать совместные ограничения из разных экспериментов и т. д. (см., например, обзор [1] и ссылки в нем).

¹E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

²E-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru

Однако одной из серьезных проблем при практическом использовании подхода SMEFT является то, что в этом подходе, вообще говоря, нарушается унитарность. Вклады операторов SMEFT в сечения процессов слишком быстро растут с ростом энергии столкновений. Вопрос унитарности необходимо внимательно исследовать в каждом конкретном случае использования SMEFT. В приведенном исследовании кратко обсуждается проблема унитарности при исследовании ограничений на коэффициенты Вильсона при операторах размерности 6, дающих вклад в процессы одиночного рождения топ-кварка в адронных столкновениях, в частности, при энергиях LHC и FCC.

1. ОПЕРАТОРЫ SMEFT В ПРОЦЕССАХ ОДИНОЧНОГО РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА

Топ-кварк является самой тяжелой из найденных фундаментальных частиц с массой, близкой к масштабу электрослабых взаимодействий. Во многих моделях параметры взаимодействия новых частиц с фермионами SM пропорциональны массе этих фермионов. Поэтому изучение процессов с участием массивных фермионов третьего поколения и, в первую очередь, топ-кварка представляет особый интерес. В электрослабых процессах топ-кварк рождается одиночно, рождается сильно поляризованным, что обусловлено (V-A)-структурой вершин таких взаимодействий. При распаде топ-кварка его начальная поляризация транслируется на его продукты распада и проявляется в энергетических спектрах частиц из распада, а также в спиновых корреляциях между начальными и конечными состояниями. Детальное исследование таких корреляций представлено в [2]. Электрослабые процессы одиночного рождения топ-кварка представляют особый интерес для точного измерения параметров взаимодействий и для поиска возможных отклонений от SM (см. обзоры физики топ-кварка [3–7]). Такие отклонения могут быть связаны с наличием аномальных взаимодействий топ-кварков и обычно параметризуются в терминах ряда калибровочно-инвариантных операторов размерности шесть, которые впервые были представлены в [8] и обобщены в рамках варшавского базиса [9]. Несмотря на большое общее количество таких операторов, лишь несколько из них могут давать вклад в процессы одиночного рождения топ-кварка. Четыре оператора дают вклад в Wtb -вершину взаимодействия. Согласно обозначениям из [10] эти операторы имеют вид

$$O_{\phi q}^{(3,33)} = \frac{i}{2} [\phi^\dagger \tau^I (D_\mu \phi) - (D_\mu \phi^\dagger) \tau^I \phi] (\bar{q}_{L3} \gamma^\mu \tau^I q_{L3}), \quad O_{\phi ud}^{(33)} = i(\tilde{\phi}^\dagger D_\mu \phi)(\bar{t}_R \gamma^\mu b_R), \quad (1)$$

$$O_{dW}^{(33)} = (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I b_R) \phi W_{\mu\nu}^I, \quad O_{uW}^{(33)} = (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^I t_R) \tilde{\phi} W_{\mu\nu}^I.$$

Подставляя поля в явном виде, получаем эффективный лагранжиан в унитарной калибровке [11], параметризующий аномальные члены в Wtb -вершине:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^\mu (f_{LV} P_L + f_{RV} P_R) t W_\mu^- - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2M_W} (f_{LT} P_L + f_{RT} P_R) t W_{\mu\nu}^- + \text{h. c.}, \quad (2)$$

где M_W — масса W -бозона; $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ — левый (правый) проекционный оператор; $W_{\mu\nu}^- = \partial_\mu W_\nu^- - \partial_\nu W_\mu^-$; g — константа слабого взаимодействия; параметры

$f_{LV(T)}$ и $f_{RV(T)}$ — безразмерные коэффициенты, параметризующие левое векторное (тензорное) и правое векторное (тензорное) взаимодействие. Отметим, что в общем случае эти коэффициенты могут быть комплексными. Константы аномального взаимодействия из лагранжиана (3) связаны с вильсоновскими коэффициентами $C_{\phi q}^{(3,33)}$, $C_{\phi ud}^{(33)}$, $C_{uW}^{(33)}$ рассмотренных операторов следующим образом [12–15]:

$$f_{LV} = V_{tb} + C_{\phi q}^{(3,33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{RV} = \frac{1}{2} C_{\phi ud}^{(33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{LT} = \sqrt{2} C_{dW}^{(33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{RT} = \sqrt{2} C_{uW}^{(33)} \frac{v^2}{\Lambda^2}. \quad (3)$$

Процессы одиночного рождения топ-кварка можно разделить по типу виртуальности W -бозона на t -канальный, s -канальный и процессы ассоциативного рождения топ-кварка с W -бозоном. Наибольшее сечение имеют t -канальные процессы. На рис. 1 изображены диаграммы таких процессов с учетом аномальных вкладов в Wtb -вершину. На рис. 2 изображены диаграммы s -канальных процессов с учетом аномальных вкладов в Wtb -вершину.

Кроме перечисленных операторов, которые модифицируют Wtb -вершину, можно выписать 4-фермионные контактные операторы, которые также дают вклад в процессы одиночного рождения топ-кварка [16]:

$$O_{qq}^{(1,3)} = (\bar{q}^1 \gamma_\mu \tau^I q^1)(\bar{q}^3 \gamma^\mu \tau^I q^3). \quad (4)$$

Диаграмма такого процесса изображена на рис. 3.

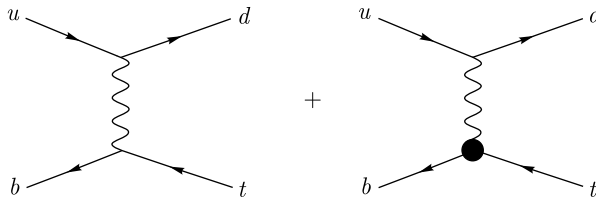


Рис. 1. t -канальный процесс одиночного рождения топ-кварка с учетом вклада в Wtb -вершину аномальных операторов

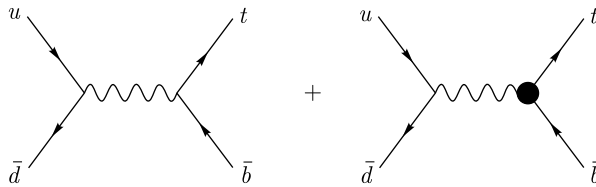


Рис. 2. s -канальный процесс одиночного рождения топ-кварка с учетом вклада в Wtb -вершину аномальных операторов

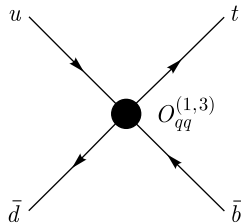


Рис. 3. Одиночное рождение t -кварка с помощью 4-фермионного оператора

2. ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРЕМА И ПЕРТУРБАТИВНАЯ УНИТАРНОСТЬ

Эффективные операторы приводят к росту вкладов с энергиями, нарушающими унитарность. Чтобы наши расчеты были самосогласованными, мы должны проверить, что мы не рассматриваем кинематические области, где нарушена пертурбативная унитарность. Следует отметить, что исследование на пертурбативную унитарность в процессах одиночного рождения топ-кварка, обусловленных токами, меняющими аромат (FCNC), было проведено в работе [17]. Для оценки допустимой области параметров применим оптическую теорему, которая следует из унитарности S -матрицы. Оптическая теорема утверждает, что мнимая часть амплитуды рассеяния вперед пропорциональна полному сечению процесса:

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im} (A(\theta = 0)) = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2, \quad (5)$$

где a_l — амплитуда парциальной волны. Следовательно, $\text{Im} a_l = |a_l|^2$ и

$$|\text{Re}(a_l)|^2 + \left[\text{Im}(a_l) - \frac{1}{2} \right]^2 = \frac{1}{4}. \quad (6)$$

$$|\text{Re}(a_0)| < \frac{1}{2}, \quad (7)$$

$$a_0 = \frac{1}{16\pi\lambda} \int_{t_-}^{t_+} dt A, \quad (8)$$

где λ — кинематическая функция треугольника; A — амплитуда процесса.

С использованием представления Вейля для спиноров и метода спиральных амплитуд для каждого случая аномального оператора были вычислены амплитуды $2 \rightarrow 2$ t -канальных процессов одиночного рождения топ-кварка. В каждом случае из 16 возможных спиральных амплитуд была выбрана та, которая дает наибольший вклад. Полученные спиральные амплитуды были выражены через инвариантные переменные Мандельштама и проинтегрированы по двухчастичному фазовому объему для вычисления соответствующих парциальных амплитуд. Далее приведены результаты вычислений для различных аномальных сценариев.

t -канал, случай оператора $O_{\phi q}^{(3,33)}$ (LV-сценарий):

$$A = \left(V_{tb} + \frac{C_{\phi q}^{(3,33)} v^2}{\Lambda^2} \right) g^2 V_{ud} \frac{\beta_t s}{(t - M_W^2)}, \quad (9)$$

$$a_0 = \frac{1}{16\pi s} \int_{M_t^2 - s}^0 dt A = \left(V_{tb} + \frac{C_{\phi q}^{(3,33)} v^2}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud} \beta_t}{16\pi} \ln \left(\frac{s - M_t^2 + M_W^2}{M_W^2} \right), \quad (10)$$

где

$$\beta_t = \sqrt{1 - \frac{M_t^2}{s}}. \quad (11)$$

t -канал, случай оператора $O_{\phi ud}^{(33)}$ (RV-сценарий):

$$A = - \left(\frac{C_{\phi ud}^{(33)} v^2}{\Lambda^2 2} \right) g^2 V_{ud} \frac{u}{\beta_t(t - M_W^2)}, \quad (12)$$

$$a_0 = \left(\frac{C_{\phi ud}^{(33)} v^2}{\Lambda^2 2} \right) \frac{g^2 V_{ud} \beta_t}{16\pi} \left[\frac{s - M_t^2 + M_W^2}{s - M_t^2} \ln \left(\frac{s - M_t^2 + M_W^2}{M_W^2} \right) - 1 \right]. \quad (13)$$

t -канал, случай оператора $O_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий):

$$A = - \left(\frac{C_{dW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{2M_W} \frac{\sqrt{stu}}{\beta_t(t - M_W^2)}, \quad (14)$$

$$a_0 \approx \left(\frac{C_{dW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{64M_W} \beta_t \sqrt{s}. \quad (15)$$

t -канал, случай оператора $O_{uW}^{(33)}$ (RT-сценарий):

$$A = \left(\frac{C_{uW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{2M_W} \frac{\beta_t \sqrt{stu}}{(t - M_W^2)}, \quad (16)$$

$$a_0 \approx \left(\frac{C_{uW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{64 M_W} \beta_t^3 \sqrt{s}. \quad (17)$$

Аналогично были получены соответствующие спиральные и парциальные амплитуды для s -канальных процессов.

s -канал, случай оператора $O_{\phi q}^{(3,33)}$ (LV-сценарий):

$$A = - \left(V_{tb} + \frac{C_{\phi q}^{(3,33)} v^2}{\Lambda^2} \right) g^2 V_{ud} \frac{t}{\beta_t(s - M_W^2)}, \quad (18)$$

$$a_0 = \left(V_{tb} + \frac{C_{\phi q}^{(3,33)} v^2}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{32\pi} \frac{\beta_t^3 s}{(s - M_W^2)}. \quad (19)$$

s -канал, случай оператора $O_{\phi ud}^{(33)}$ (RV-сценарий):

$$A = \left(\frac{C_{\phi ud}^{(33)} v^2}{\Lambda^2 \cdot 2} \right) g^2 V_{ud} \frac{u}{\beta(s - M_W^2)}, \quad (20)$$

$$a_0 = \left(\frac{C_{\phi ud}^{(33)} v^2}{\Lambda^2 \cdot 2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{32\pi} \frac{\beta_t s}{(s - M_W^2)}. \quad (21)$$

s -канал, случай оператора $O_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий):

$$A = - \left(\frac{C_{dW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{2M_W} \frac{\sqrt{stu}}{\beta_t (s - M_W^2)}, \quad (22)$$

$$a_0 = \left(\frac{C_{dW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{256 M_W} \frac{\beta_t^3 s \sqrt{s}}{(s - M_W^2)}. \quad (23)$$

s -канал, случай оператора $O_{uW}^{(33)}$ (RT-сценарий):

$$A = \left(\frac{C_{uW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{2M_W} \frac{\sqrt{stu}}{\beta_t (s - M_W^2)}, \quad (24)$$

$$a_0 = \left(\frac{C_{uW}^{(33)} v^2 \sqrt{2}}{\Lambda^2} \right) \frac{g^2 V_{ud}}{256 M_W} \frac{\beta_t^3 s \sqrt{s}}{(s - M_W^2)}. \quad (25)$$

В заключение были получены соответствующие амплитуды для процессов, обусловленных 4-фермионным контактным оператором.

Случай оператора $O_{qq}^{(1,3)}$ (4f-сценарий):

$$A = \left(\frac{C_{qq}^{(1,3)}}{\Lambda^2} \right) \beta_t s, \quad (26)$$

$$a_0 = \left(\frac{C_{qq}^{(1,3)}}{\Lambda^2} \right) \frac{\beta_t^3 s}{16\pi}. \quad (27)$$

Таким образом, получены парциальные амплитуды для всех аномальных сценариев в t -канальных и s -канальных процессах. С использованием значений последних экспериментальных пределов на коэффициенты Вильсона можно понять, в каких случаях необходимо учитывать в анализе данных полученные унитарные ограничения.

3. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ УНИТАРНЫХ ПРЕДЕЛОВ

Используя аналитические выражения для полученных парциальных амплитуд процессов одиночного рождения топ-кварка, мы построили графики положения границы применимости подхода SMEFT в зависимости от значений \sqrt{s} и коэффициента Вильсона соответствующего аномального оператора. Для всех аномальных сценариев учитывались соответствующие парциальные амплитуды Стандартной модели, входящие в состав формул (10) и (18). На рис. 4 красным цветом отмечены значения, при которых парциальная амплитуда $a_0 = 1/2$. Зеленым цветом отмечена зона параметров, разрешенная с точки зрения пертурбативной унитарности. Пунктирной линией отмечено значение коэффициента Вильсона, соответствующего последним экспериментальным ограничениям на аномальные параметры взаимодействия [18].

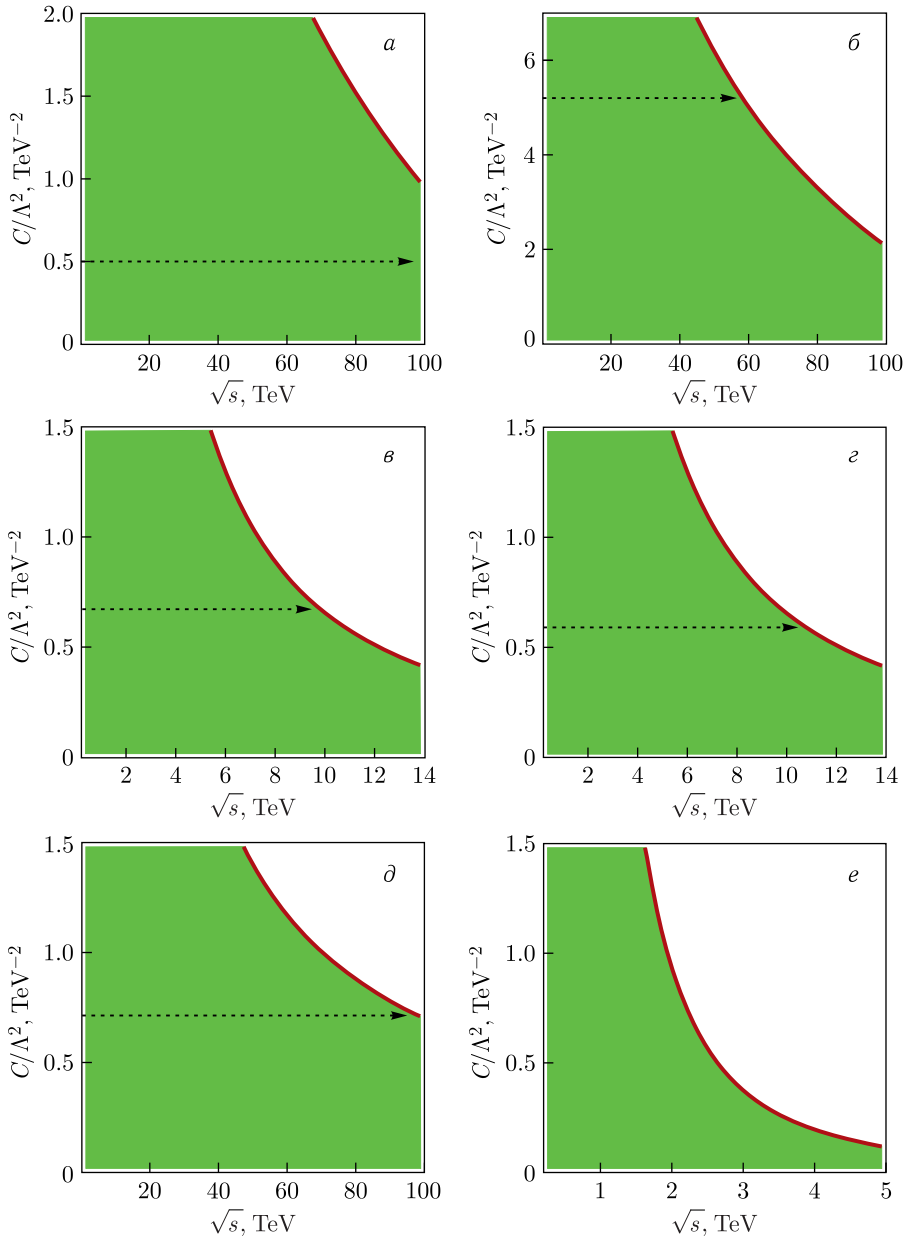


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Граница предела пертурбативной унитарности $a_0 = 1/2$ (красная линия) для различных аномальных операторов. а) $C_{\phi q}^{(3,33)}$ (LV-сценарий, t -канал); б) $C_{\phi ud}^{(33)}$ (RV-сценарий, t -канал); в) $C_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий, t -канал); г) $C_{uW}^{(33)}$ (RT-сценарий, t -канал); д) $C_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий, s -канал); е) $C_{qq}^{(1,3)}$ (4f-сценарий). Зеленая зона соответствует разрешенной области. Стрелкой обозначены последние экспериментальные ограничения на соответствующие коэффициенты Вильсона

На рис. 4, а показан такой график для t -канального процесса с участием оператора $O_{\phi q}^{(3,33)}$ (LV-сценарий). Экспериментальное ограничение на значение безразмерного параметра аномального левого векторного взаимодействия равно 0,03. Этому значению соответствует значение вильсоновского коэффициента, деленного на квадрат масштаба $C_{\phi q}^{(3,33)}/\Lambda^2$, равное $0,5 \text{ ТэВ}^{-2}$. Из рисунка видно, что стрелка, проведенная из этого значения в сторону унитарной границы уходит далеко за пределы энергии будущего коллайдера FCC. Из этого следует, что текущая точность измерений параметра взаимодействия позволяет использовать подход SMEFT для данного оператора на современных и будущих коллайдерах.

Далее на рис. 4, б показан график для t -канального процесса с участием оператора $O_{\phi ud}^{(33)}$ (RV-сценарий). Экспериментальное ограничение на значение параметра правого векторного взаимодействия равно 0,16, что, из-за особенностей экспериментального анализа, значительно грубее, чем для предыдущего сценария. Этому значению соответствует значение вильсоновского коэффициента, деленного на квадрат масштаба $O_{\phi ud}^{(33)}/\Lambda^2$, равное $5,3 \text{ ТэВ}^{-2}$. Стрелка, проведенная из этого значения, упирается в значение энергии 60 ТэВ будущего коллайдера FCC. Таким образом, даже при сравнительно грубой текущей точности измерений параметра правого векторного взаимодействия допускается использование подхода SMEFT для оператора $O_{\phi ud}^{(33)}$ на коллайдере LHC, но есть некоторое ограничение для будущего коллайдера FCC.

В рассмотренных сценариях с аномальным векторным взаимодействием парциальные амплитуды растут медленно, как $\ln(s)$, поэтому в этом случае условие пертурбативной унитарности не накладывает серьезных ограничений.

Теперь рассмотрим случай аномального тензорного взаимодействия. На рис. 4, в показан график для t -канального процесса с участием оператора $O_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий). Экспериментальное ограничение на значение параметра левого тензорного взаимодействия равно 0,057. Этому значению соответствует значение вильсоновского коэффициента, деленного на квадрат масштаба $C_{dW}^{(33)}/\Lambda^2$, равное $0,67 \text{ ТэВ}^{-2}$. При этом унитарная граница находится на отметке $\sqrt{s} = 9,5 \text{ ТэВ}$. То есть при текущей точности измерений параметра левого тензорного взаимодействия использование подхода SMEFT для оператора $C_{dW}^{(33)}$ имеет некоторое ограничение уже на коллайдере LHC.

Похожая ситуация наблюдается и в случае правого тензорного взаимодействия с участием оператора $C_{uW}^{(33)}$ (RT-сценарий), который проиллюстрирован на рис. 4, г. Экспериментальное ограничение на значение параметра правого тензорного взаимодействия меньше, чем для левого, и равно 0,048. Этому значению соответствует значение вильсоновского коэффициента, деленного на квадрат масштаба $C_{uW}^{(33)}/\Lambda^2$, равное $0,57 \text{ ТэВ}^{-2}$, при этом унитарная граница сдвинута к значению энергии 10,5 ТэВ коллайдера LHC.

То, что парциальные амплитуды процессов с аномальным тензорным взаимодействием растут пропорционально \sqrt{s} , приводит к существенно более жестким унитарным ограничениям на соответствующие операторные коэффициенты.

Теперь рассмотрим поведение перечисленных операторов в s -канальных процессах. На рис. 4, д показан график для s -канального процесса с участием оператора $C_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий). Видно, что текущая точность измерений параметра правого тензорного взаимодействия допускает использование подхода SMEFT для оператора

$O_{fid}^{(33)}$ в s -канальном процессе на коллайдерах LHC и FCC. Для остальных операторов, дающих вклад в вершины, сечения соответствующих s -канальных процессов меньше, поэтому ограничение на использование подхода SMEFT в этих процессах еще более ослаблено.

В заключение этого раздела рассмотрим случай одиночного рождения топ-кварка с помощью 4-фермионного контактного оператора рис. 4, *e*. В данном случае парциальная амплитуда растет пропорционально s , что ограничивает использование оператора $C_{qq}^{(1,3)}$ уже при энергии 2–3 ТэВ. Пока не опубликованы результаты экспериментального поиска таких процессов. При появлении экспериментальных результатов можно будет сделать более точную оценку применимости использования 4-фермионного оператора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены спиральные амплитуды для t -канальных и s -канальных процессов одиночного рождения топ-кварка с учетом аномальных операторов SMEFT, дающих вклад в Wtb -вершину и в контактное 4-фермионное взаимодействие. На основе этих спиральных амплитуд вычислены соответствующие парциальные амплитуды, которые впервые были использованы для определения границы применимости для каждого из указанных аномальных операторов. Наиболее сильные унитарные ограничения получены для операторов $C_{dW}^{(33)}$ (LT-сценарий) и $C_{uW}^{(33)}$ (RT-сценарий), а также для контактного 4-фермионного оператора $C_{qq}^{(1,3)}$, так как амплитуды с участием этих операторов растут пропорционально \sqrt{s} и s соответственно. Для указанных процессов ограничения появляются уже при энергии коллайдера LHC. Ввиду того, что сечения s -канальных процессов одиночного рождения топ-кварка значительно меньше сечений t -канальных процессов, на коллайдерах LHC и FCC нет унитарных ограничений на использование операторов SMEFT в s -канальных процессах. На основе полученных границ унитарности определены значения кинематических обрезаний фазового объема для корректного моделирования указанных процессов на коллайдерах LHC и FCC. В нашей следующей работе будет показано, как учет ограничений, накладываемых условием пертурбативной унитарности, может менять значения экспериментальных ограничений.

Работа поддержана грантом № 22-12-00152 Российского научного фонда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boos E. E. The SMEFT Formalism Is the Basis for Finding Deviations from the Standard Model // Usp. Fiz. Nauk. 2022. V. 192, No. 7. P. 697–721.
2. Boos E., Bunichev V. Symbolic Expressions for Fully Differential Single Top Quark Production Cross Section and Decay Width of Polarized Top Quark in the Presence of Anomalous Wtb Couplings // Phys. Rev. D. 2020. V. 101, No. 5. P. 055012; arXiv:1910.00710.
3. Déliot F., Hadley N., Parke S., Schwarz T. Properties of the Top Quark // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2014. V. 64. P. 363–381; arXiv:1803.00656.

4. Boos E., Brandt O., Denisov D., Denisov S., Grannis P. The Top Quark (20 Years after Its Discovery). arXiv:1509.03325.
5. Gerber C.E., Vellidis C. Review of Tevatron Results: Top Quark Physics // Intern. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30, No. 06. P. 1541005.
6. Cristinziani M., Mulders M. Top-Quark Physics at the Large Hadron Collider // J. Phys. G. 2017. V. 44, No. 6. P. 063001; arXiv:1606.00327.
7. Husemann U. Top-Quark Physics: Status and Prospects // Prog. Part. Nucl. Phys. 2017. V. 95. P. 48–97; arXiv:1704.01356.
8. Buchmuller W., Wyler D. Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 621–653.
9. Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M., Rosiek J. Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian // JHEP. 2010. V. 10. P. 085; arXiv:1008.4884 [hep-ph].
10. Barducci D. et al. Interpreting Top-Quark LHC Measurements in the Standard-Model Effective Field Theory. arXiv:1802.07237. 2018.
11. Kane G.L., Ladinsky G.A., Yuan C.P. Using the Top Quark for Testing Standard Model Polarization and CP Predictions // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 124–141.
12. Whisnant K., Yang J.M., Young B.L., Zhang X. Dimension-Six CP Conserving Operators of the Third Family Quarks and Their Effects on Collider Observables // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 467–478; arXiv:hep-ph/9702305.
13. Boos E., Dubinin M., Sachwitz M., Schreiber H.J. Probe of the Wtb Coupling in $t\bar{t}$ Pair Production at Linear Colliders // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 16. P. 269–278; arXiv:hep-ph/0001048.
14. Aguilar-Saavedra J.A. Single Top Quark Production at LHC with Anomalous Wtb Couplings // Nucl. Phys. B. 2008. V. 804. P. 160–192; arXiv:0803.3810 [hep-ph].
15. Birman J.L., Déliot F., Fiolhais M.C.N., Onofre A., Pease C.M. New Limits on Anomalous Contributions to the Wtb Vertex // Phys. Rev. D. 2016. V. 93, No. 11. P. 113021; arXiv:1605.02679.
16. Zhang C., Willenbrock S. Effective-Field-Theory Approach to Top-Quark Production and Decay // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 034006; arXiv:1008.3869 [hep-ph].
17. Boos E.E., Bunichev V.E., Dudko L.V., Perfilov M.A., Vorotnikov G.A. Eligibility of EFT Approach to Search for tqg FCNC Phenomenon // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83, No. 6. P. 984–988; arXiv:2004.14498.
18. Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Search for Anomalous Wtb Couplings and Flavour-Changing Neutral Currents in t -Channel Single Top Quark Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV // JHEP. 2017. V. 02. P. 028; arXiv:1610.03545.

Получено 27 октября 2022 г.