

# ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ТРЕХ ТОП-КВАРКОВ КО ВКЛАДУ СВЯЗАННЫХ С ТОП-КВАРКОМ ОПЕРАТОРОВ SMEFT

*А. М. Алешко*\*, *Э. Э. Боос*\*\*\*, *В. Е. Буничев*\*\*\*\*,  
*Л. В. Дудко*\*\*\*\*

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

Проведено исследование чувствительности процесса рождения трех топ-кварков к потенциальному вкладу операторов SMEFT, связанных с топ-сектором. Получены теоретические ограничения на коэффициенты Вильсона соответствующих операторов для сценариев экспериментов LHC, HL-LHC, HE-LHC и FCC. Показано, как эти ограничения меняются с ростом энергий и светимостей рассматриваемых сценариев. Продемонстрировано, что процесс относительно хорошо ограничивает четырехфермионные операторы  $O_{QQ}^1$ ,  $O_{Qq}^{1,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,1}$ ,  $O_{Qq}^{3,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,3}$ ,  $O_{Qt}^1$ ,  $O_{tq}^8$ , а также чувствителен к операторам с бозонными полями  $O_{tW}$  и  $O_{tG}$ .

The sensitivity of the three-top-quark production process to the potential contribution of the SMEFT top-related operators was investigated. Theoretical restrictions on the Wilson coefficients of the corresponding operators are obtained for the scenarios of the LHC, HL-LHC, HE-LHC and FCC experiments. It is shown how these restrictions change with increasing energies and luminosities of the considered scenarios. It was demonstrated that the process constrains the following four-fermion operators relatively well:  $O_{QQ}^1$ ,  $O_{Qq}^{1,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,1}$ ,  $O_{Qq}^{3,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,3}$ ,  $O_{Qt}^1$ ,  $O_{tq}^8$ , and is also sensitive to the following operators with bosonic fields:  $O_{tW}$  and  $O_{tG}$ .

PACS: 14.65.Ha; 12.60.-i

## ВВЕДЕНИЕ

Эффективная теория поля Стандартной модели (SMEFT) — в настоящее время доминирующий подход для косвенного поиска проявлений BSM физики [1–4]. В соответствии с данным подходом возможные проявления новой физики (НФ) параметризуются через калибровочно-инвариантные операторы высших размерностей, а поиск отклонений от СМ

---

\* E-mail: isserrq@gmail.com

\*\* E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

\*\*\* E-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru

\*\*\*\* E-mail: lev.dudko@cern.ch

сводится к постановке ограничений на аномальные константы связи этих операторов. При подобных поисках довольно часто рассматриваются сценарии, в которых особая роль уделена топ-кварку. Действительно, многие BSM модели рассматривают НФ, которая взаимодействует преимущественно с топ-кварком, и предсказывают соответствующее усиление (см., например, [5–8]). Это объясняет повышенный интерес к топ-сектору в контексте поисков НФ. В частности, в литературе часто обсуждается процесс рождения четырех топ-кварков [9, 10], в котором получают определенные ограничения на четырехфермионные эффективные операторы, содержащие поля топ-кварков [11–13]. В нашей работе [14] было показано, что сравнимые ограничения можно также получить из процесса рождения трех топ-кварков. Цель данной работы — расширить предыдущее исследование, рассмотрев все операторы, которые представляют интерес для BSM физики, связанной с топ-сектором.

Для операторов размерности 6 общепринято брать за основу варшавский базис [2]. Для физики топ-кварка, однако, удобнее работать в так называемом топ-базисе [15]. В дальнейшем мы придерживаемся конвенций, рекомендованных в [16], и работаем в базисе операторов в согласии с [17]. Удобно также условно разделить операторы на группы: операторы с 4 тяжелыми фермионами (4Т), операторы с 2 тяжелыми и 2

**Таблица 1. Определения операторов в терминах варшавского базиса. Представлены операторы с 4 тяжелыми фермионами (4Т), операторы с 2 тяжелыми и 2 легкими фермионами (2Т2Л) и операторы с 2 тяжелыми фермионами и полями бозонов (2ТБ)**

4Т	2Т2Л	2ТБ
$O_{tt}^1 = C_{uu}^{1(3333)}$	$O_{Qq}^{1,1} = C_{qq}^{1(i\bar{i}33)} + \frac{1}{6} C_{qq}^{1(i\bar{3}3i)} + \frac{1}{2} C_{qq}^{3(i\bar{3}3i)}$	$O_{tW} = C_{uW}^{(33)}$
$O_{Qq}^1 = 8C_{qq}^{3(3333)}$	$O_{Qq}^{1,3} = C_{qq}^{3(i\bar{i}33)} + \frac{1}{6} C_{qq}^{1(i\bar{3}3i)} - \frac{1}{6} C_{qq}^{3(i\bar{3}3i)}$	$O_{tZ} = -s_W C_{uB}^{(33)} + -c_W C_{uW}^{(33)}$
$O_{Qq}^8 = 8C_{qq}^{3(3333)}$	$O_{Qq}^{1,8} = C_{qq}^{1(i\bar{3}3i)} + 3C_{qq}^{3(i\bar{3}3i)}$	$O_{tG} = ig_s (\bar{Q}\tau^{\mu\nu} T_A t) \bar{\varphi} G_{\mu\nu}^A + \text{h. c.}$
$O_{Qu}^1 = C_{qu}^{1(3333)}$	$O_{Qq}^{3,8} = C_{qq}^{1(i\bar{3}3i)} - C_{qq}^{3(i\bar{3}3i)}$	$O_{tp} = (\varphi^\dagger \varphi - v/2) \bar{Q} t \bar{\varphi} + \text{h. c.}$
$O_{Qt}^8 = C_{qu}^{8(3333)}$	$O_{tq}^1 = C_{qu}^{1(i\bar{i}33)}$	$O_{pt} = (\varphi^\dagger \overleftrightarrow{D} \varphi) (\bar{t}_R \gamma^\mu t_R)$
	$O_{tq}^8 = C_{qu}^{8(i\bar{i}33)}$	$O_{\varphi\varphi}^- = C_{\varphi\varphi}^{1(33)} - C_{\varphi\varphi}^{3(33)}$
	$O_{tu}^1 = C_{uu}^{(i\bar{i}33)} + \frac{1}{3} C_{uu}^{(i\bar{3}3i)}$	$O_{\varphi Q}^3 = C_{\varphi\varphi}^{3(33)}$
	$O_{tu}^8 = 2C_{uu}^{(i\bar{3}3i)}$	
	$O_{Qu}^1 = C_{qu}^{1(33i\bar{i})}$	
	$O_{Qu}^8 = C_{qu}^{8(33i\bar{i})}$	
	$O_{td}^1 = C_{ud}^{1(33i\bar{i})}$	
	$O_{td}^8 = C_{ud}^{8(33i\bar{i})}$	
	$O_{Qd}^1 = C_{qd}^{1(33i\bar{i})}$	
	$O_{Qd}^8 = C_{qd}^{8(33i\bar{i})}$	

легкими фермионами (2Т2Л) и операторы с 2 тяжелыми фермионами и полями бозонов (2ТБ). В табл. 1 приведены определения исследуемых в данной работе операторов в терминах варшавского базиса.

Процесс рождения трех топ-кварков имеет сравнительно маленькое сечение СМ — около 1,9 фб на 13 ТэВ [18, 19]. На рис. 1 приведены характерные диаграммы для процесса рождения трех топ-кварков в СМ. Полный список диаграмм приведен в [18]. Введение эффективных операторов приводит к появлению новых вершин взаимодействия, а также модифицирует некоторые вершины СМ. На рис. 2 приведены характерные диаграммы процесса с учетом исследуемых в данной работе операторов SMEFT. В эксперименте процесс рождения трех топ-кварков сложно отделить от процесса рождения четырех топ-кварков, вследствие чего в актуальных анализах рассматривается совместный вклад от обоих процессов. Для того чтобы дать ответ на вопрос о выделении вклада конкретного процесса, необходимо также исследовать индивидуальную чувствительность каждого процесса к потенциальному вкладу НФ. Вследствие того, что процесс рождения трех топ-кварков, как независимый процесс, еще не был экспериментально обнаружен, в данной работе мы будем рассматривать так называемые феноменологические (или теоретические) ограничения. Основная цель — исследовать чувствительность процесса ко вкладу соответствующих операторов SMEFT,

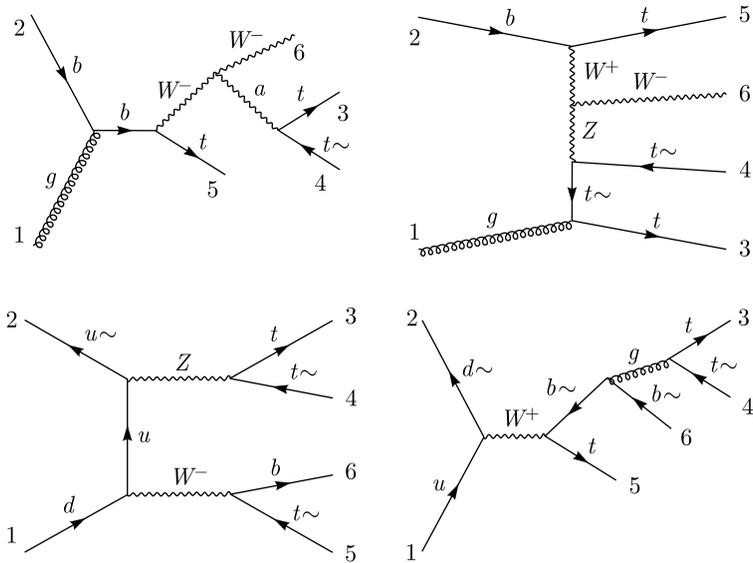


Рис. 1. Характерные диаграммы процесса  $pp \rightarrow t\bar{t}t(\bar{t}) + X$  в Стандартной модели

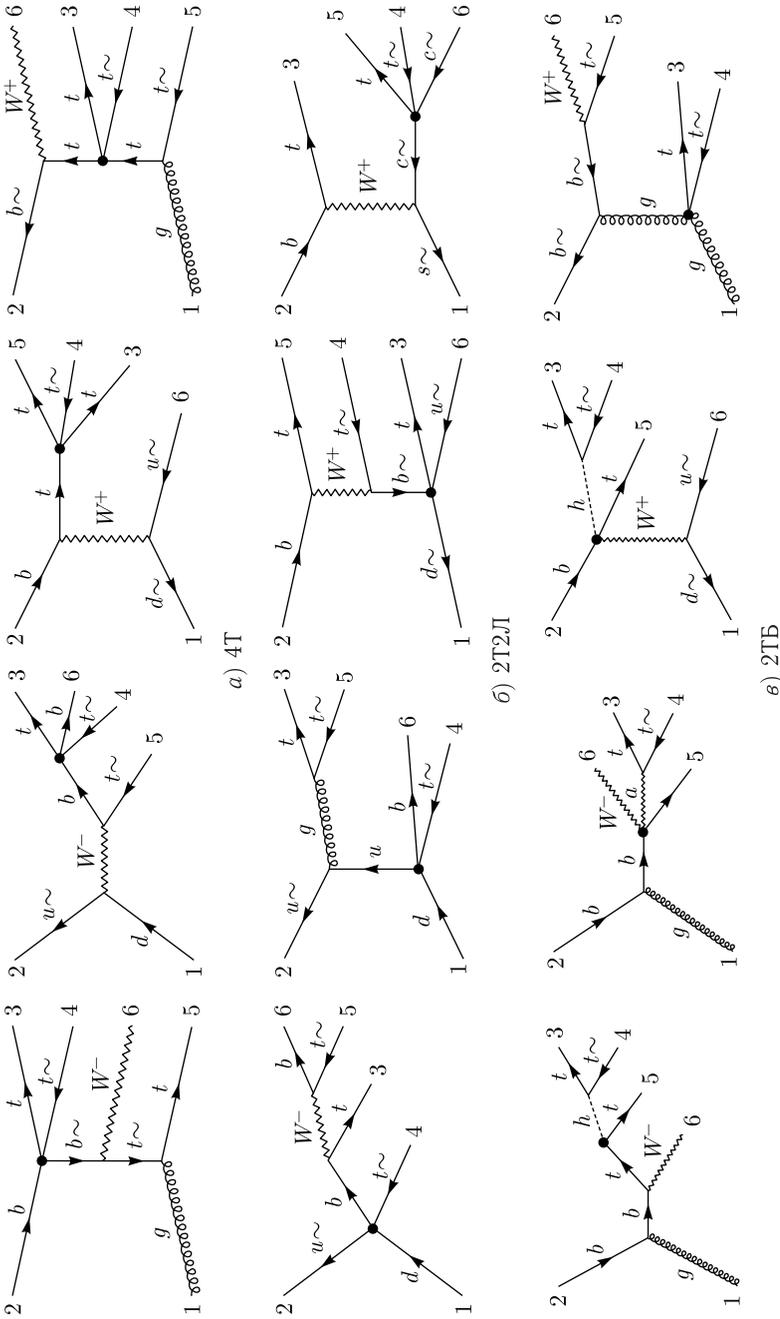


Рис. 2. Характерные диаграммы процесса  $pp \rightarrow t\bar{t}t + X$  с эффективными операторами, включающими в себя: а) 4 тяжелых фермиона (4Т); б) 2 тяжелых и 2 легких фермиона (2Т2Л); е) 2 тяжелых фермиона и поля бозонов (2ТБ)

а также оценить, как эта чувствительность может меняться в будущих экспериментах.

Структура работы следующая. В разд. 1 приведены пакеты программ и значения параметров, используемые при моделировании процессов, а также результаты моделирования для СМ. В разд. 2 описана процедура получения ограничений на аномальные константы связи, а также приведено обсуждение ограничения для сценария LHC. В разд. 3 приведена оценка ограничений для сценариев возможных будущих экспериментов. В заключении даны основные выводы.

## 1. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Основная часть моделирования проведена в пакете Madgraph5 [20] с использованием модели SMEFTatNLO [21]. Часть результатов, с добавленными вручную операторами, была также проверена в пакете CompHEP [22, 23]. Масса топ-кварка принята равной  $m_t = 172,5$  ГэВ. В качестве партонных функций распределения использовался набор NNPDF31\_lo\_as\_0118 [24]. Масштаб факторизации КХД выбран равным массе топ-кварка  $\mu_{R,F} = m_t$ . Используется «схема 5 ароматов» (5FS), т. е. масса  $b$ -кварка положена равной нулю. Во всех вычислениях мы накладываем требование на минимальный поперечный импульс для струй  $P_T^j > 20$  ГэВ. В табл. 2 приведены сечения для энергий 13, 14, 27 и 100 ТэВ, а также соответствующие значения неопределенностей.

**Таблица 2. Сечения и ошибки для процесса рождения трех топ-кварков в Стандартной модели**

Параметр	Энергия столкновения $\sqrt{s}$ , ТэВ			
	13	14	27	100
Полное сечение СМ, $\sigma_{SM}$ , фб	1,38	1,8	16	474
Сечение $pp \rightarrow t\bar{t}(\bar{t}) + W$ , $\sigma_{t\bar{t}(\bar{t})+W}$ , фб	0,93	1,26	13,1	440
Сечение $pp \rightarrow t\bar{t}(\bar{t}) + j$ , $\sigma_{t\bar{t}(\bar{t})+j}$ , фб	0,45	0,55	2,9	34
Ошибка Монте-Карло, $\Delta\sigma_{SM}$ , фб	0,01	0,01	0,04	1
Неопределенность выбора масштаба, $\Delta\sigma_{SM}^{\mu_{R,F}}$ , %	23,8	23,5	26,3	35
Неопределенность выбора PDF, $\Delta\sigma_{SM}^{PDF}$ , %	7,21	7,13	6,95	5,05

В таблице также приведены сечения для основных вкладов для процесса рождения трех топ-кварков:  $t\bar{t}(\bar{t}) + W$  и  $t\bar{t}(\bar{t}) + j$ . Подробное описание и анализ вкладов можно посмотреть в [18]. В суммарной ошибке доминирует неопределенность выбора масштаба  $\Delta\sigma_{SM}^{\mu_{R,F}}$ . К сожалению, расчет процесса рождения трех топ-кварков в следующем за ведущим порядке теории возмущений весьма нетривиален и выходит за рамки данной работы. В дальнейшем все результаты для СМ и SMEFT приведены на древесном уровне (LO).

## 2. ПОСТАНОВКА ПРЕДЕЛОВ НА ВИЛЬСОНОВСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

С учетом операторов SMEFT размерности 6 полное сечение можно написать в виде

$$\sigma = \sigma_{\text{SM}} + \sum_k \sigma_k^{(1)} \frac{c_i}{\Lambda^2} + \sum_{j \leq k} \sigma_{k,j}^{(2)} \frac{c_i c_k}{\Lambda^4}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{\text{SM}}$  — сечение СМ;  $c_i$  — коэффициенты Вильсона;  $\Lambda$  — масштаб новой физики;  $\sigma^{(1)}$  и  $\sigma^{(2)}$  — коэффициенты, описывающие вклад от интерференции с СМ и от квадрата амплитуд с эффективными операторами соответственно. Формально вклад от второго члена  $\mathcal{O}(1/\Lambda^2)$  является ведущим, однако в некоторых случаях он может быть существенно подавлен. В частности, он подавлен для рассматриваемых операторов в процессе рождения трех топ-кварков, вследствие чего необходимо рассматривать вклад  $\mathcal{O}(1/\Lambda^4)$ .

Значения для  $\sigma^{(1)}$  и  $\sigma^{(2)}$  можно получить из системы уравнений, которая следует из (1) при рассмотрении двух значений  $\sigma$ , полученных при выборе противоположных значений  $c_i$  в процессе моделирования. Без потери общности можно выбрать  $c_i \pm 1$ , и тогда, складывая (1), мы получим квадратичный коэффициент  $\sigma^{(2)}$ , а вычитая одно выражение из другого, получим линейный вклад  $\sigma^{(1)}$ . Такая процедура является общей и была проведена для всех рассматриваемых операторов и сценариев. Имея значения коэффициентов  $\sigma^{(1)}$  и  $\sigma^{(2)}$ , а также их погрешностей, можно получить желаемые ограничения на вклад от рассматриваемых операторов. Ограничения в данной работе получены фитированием данных при помощи распределения  $\chi^2$  до достижения уровня значимости 95%. Также в рамках текущей задачи мы ограничимся рассмотрением только одномерных распределений.

Следующим вопросом является выбор ошибки для проведения фитирования. В данной работе было учтено три вида погрешностей: ошибка теории, статистическая ошибка и систематическая ошибка. Теоретическая неопределенность включает в себя ошибку Монте-Карло, неопределенности выбора масштаба факторизации КХД и масштаба перенормировки, которые даны в табл. 2. В качестве оценки ошибок статистики и систематики были выбраны значения из анализа [9], в котором был выполнен поиск процесса рождения четырех топ-кварков. Данный выбор является весьма приближенным, поскольку эти значения ошибок справедливы лишь для совместного вклада от обоих процессов. Как уже упоминалось во введении, к настоящему времени не до конца понятно, какую погрешность можно ожидать при отдельном рассмотрении процесса рождения трех топ-кварков. Тем не менее для целей данной работы это приближение является адекватным.

В первом столбце табл. 3 представлены ограничения на коэффициенты Вильсона соответствующих операторов SMEFT, посчитанные

Таблица 3. Ожидаемые ограничения на  $c_i/\Lambda^2$  [ТэВ<sup>-2</sup>], представленные для сценариев: 138 фб<sup>-1</sup> — 13 ТэВ (ЛНС), 3 аб<sup>-1</sup> — 14 ТэВ (HL-ЛНС), 15 аб<sup>-1</sup> — 27 ТэВ (HE-ЛНС) и 25 аб<sup>-1</sup> — 100 ТэВ (FCC)

Оператор	Энергия столкновения $\sqrt{s}$ , ТэВ			
	13	14	27	100
4 тяжелых фермиона				
$O_{tt}^1$	[-4,22, 4,18]	[-2,94, 2,94]	[-2,10, 2,12]	[-1,22, 1,26]
$O_{QQ}^1$	[-2,92, 3,26]	[-1,81, 2,17]	[-1,20, 1,38]	[-0,65, 0,70]
$O_{Qt}^1$	[-2,93, 3,07]	[-1,88, 1,99]	[-1,27, 1,33]	[-0,68, 0,69]
$O_{Qt}^8$	[-6,02, 6,31]	[-5,22, 5,94]	[-3,02, 3,53]	[-1,47, 1,70]
$O_{QQ}^8$	[-5,82, 6,71]	[-4,82, 6,83]	[-2,86, 4,31]	[-1,45, 1,94]
2 тяжелых фермиона – 2 легких фермиона				
$O_{Qq}^{3,8}$	[-0,60, 0,60]	[-0,36, 0,36]	[-0,21, 0,21]	[-0,07, 0,07]
$O_{Qq}^{1,8}$	[-0,61, 0,60]	[-0,36, 0,36]	[-0,21, 0,21]	[-0,06, 0,07]
$O_{Qu}^8$	[-13,44, 13,19]	[-7,15, 7,34]	[-5,17, 5,25]	[-5,41, 5,51]
$O_{tq}^8$	[-7,61, 6,01]	[-9,04, 5,19]	[-7,20, 5,28]	[-4,35, 4,16]
$O_{Qd}^8$	[-12,51, 12,15]	[-7,17, 7,32]	[-6,21, 6,24]	[-5,75, 5,61]
$O_{tu}^1$	[-14,32, 13,50]	[-6,59, 6,97]	[-4,81, 4,87]	[-5,14, 5,28]
$O_{td}^8$	[-14,58, 15,36]	[-6,64, 6,51]	[-6,28, 6,17]	[-6,00, 5,74]
$O_{Qq}^{1,3}$	[-0,29, 0,26]	[-0,18, 0,15]	[-0,13, 0,12]	[-0,05, 0,06]
$O_{Qq}^{1,1}$	[-0,60, 0,59]	[-0,36, 0,35]	[-0,21, 0,21]	[-0,07, 0,07]
$O_{Qu}^1$	[-12,10, 12,13]	[-7,37, 7,30]	[-5,70, 5,65]	[-5,68, 5,47]
$O_{tq}^1$	[-0,59, 0,59]	[-0,35, 0,36]	[-0,21, 0,21]	[-0,06, 0,07]
$O_{Qd}^1$	[-14,78, 15,15]	[-6,80, 6,62]	[-5,21, 5,21]	[-5,15, 5,19]
$O_{tu}^8$	[-12,87, 12,72]	[-8,25, 8,91]	[-5,14, 5,21]	[-5,25, 5,14]
$O_{td}^1$	[-12,17, 12,06]	[-6,29, 6,38]	[-5,35, 5,46]	[-6,74, 6,83]
2 тяжелых фермиона – бозонные поля				
$O_{\varphi Q}^3$	[-3,13, 2,31]	[-2,23, 1,35]	[-1,62, 1,10]	[-0,98, 0,81]
$O_{\varphi Q}^-$	[-6,70, 6,98]	[-6,16, 6,75]	[-4,77, 4,97]	[-2,43, 2,56]
$O_{pt}$	[-6,22, 6,40]	[-5,38, 5,69]	[-4,16, 4,39]	[-2,53, 2,50]
$O_{tp}$	[-11,04, 11,34]	[-7,65, 7,20]	[-5,39, 4,96]	[-2,88, 2,77]
$O_{tZ}$	[-6,39, 6,11]	[-5,14, 4,82]	[-4,04, 3,88]	[-2,19, 2,23]
$O_{tW}$	[-1,42, 1,25]	[-0,92, 0,75]	[-0,70, 0,65]	[-0,52, 0,45]
$O_{tG}$	[-2,56, 1,94]	[-1,74, 1,12]	[-1,10, 0,82]	[-0,60, 0,47]

в предположении сценария ЛНС 13 ТэВ. Как видно из таблицы, процесс рождения трех топ-кварков относительно чувствителен к операторам, содержащим взаимодействие левых фермионных токов:  $O_{QQ}^1$ ,  $O_{Qq}^{1,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,1}$ ,  $O_{Qq}^{3,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,3}$ . Также выделяются операторы:  $O_{Qt}^1$  — взаимодействие левого и правого тока тяжелых фермионов,  $O_{tq}^1$  — взаимодействие правого тока топ-кварка с левым током легких фермионов. Видно, что процесс относительно чувствителен ко вкладу операторов с бозонными полями  $O_{tW}$  и  $O_{tG}$ . Данные операторы ограничиваются процессами одиночного и пар-

ного рождения топ-кварков, однако сигнал от рождения трех топ-кварков все еще может быть полезен в рамках глобального фита. Помимо новых взаимодействий, последние 2 оператора также модифицируют вершины  $SM\ tbW$  и  $gt\bar{t}$ . Далее мы посмотрим на то, как меняются эти пределы с ростом энергии и светимости.

### 3. ПРОЕКЦИЯ НА БУДУЩИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В данном разделе приведена оценка ограничений, которые могут быть получены в предполагаемых будущих экспериментах: HL-LHC [25], HE-LHC [26] и FCC [27]. Для получения такой оценки мы экстраполируем значения ошибок из разд. 2. Для экстраполяции статистической ошибки были использованы предполагаемые значения светимостей: HL-LHC —  $3\text{ аб}^{-1}$ , HE-LHC —  $15\text{ аб}^{-1}$ , FCC —  $25\text{ аб}^{-1}$ . Для погрешности систематики мы считаем, что качество инструментария и точность будущих анализов будут, по крайней мере, на уровне текущих, т.е. относительная систематическая ошибка останется на том же уровне. В остальной процедура остается такой же, как и для случая с LHC 13 ТэВ. В табл. 3 приведены проекции теоретических пределов на  $c_i/\Lambda^2$  для будущих экспериментов.

Основные выводы, приведенные в конце предыдущего раздела, остаются верными и для проекций на будущие эксперименты. Заметное улучшение точности пределов при переходе к 14 ТэВ в наших условиях объясняется тем, что на 13 ТэВ доминирует статистическая погрешность, которая существенно снижается с ростом сечения процесса. Как видно из табл. 3, в ряде случаев увеличение энергии столкновений и светимости приводит к заметному улучшению ожидаемой точности пределов, как, например, для операторов  $O_{Qq}^{1,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,1}$ ,  $O_{Qq}^{3,8}$  и  $O_{tq}^1$ . В то же время в некоторых случаях рост сечений приводит даже к ухудшению ожидаемых точностей, как, например, для операторов  $O_{Qu}^8$ ,  $O_{tu}^1$  и  $O_{td}^1$ . Это связано с тем, что в данных сценариях статистическая погрешность относительно мала и в полной ошибке начинают доминировать теоретические неопределенности, которые в абсолютной величине растут с ростом сечения. В будущем для получения более точных предсказаний и для осуществления поиска небольших отклонений от  $SM$  необходимо будет перейти к вычислениям в более высоком порядке теории возмущений. Еще одним фактором здесь является консервативная оценка систематической ошибки, которая также должна быть уменьшена в будущем посредством развития средств анализа.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была исследована чувствительность процесса рождения трех топ-кварков к потенциальному вкладу топ-сектора BSM физики, выраженному через операторы SMEFT, включающие в себя тяжелые

фермионные токи. Для этого было проведено численное моделирование процесса рождения трех топ-кварков с учетом соответствующих операторов SMEFT и были получены теоретические пределы на соответствующие коэффициенты Вильсона. Помимо ограничений в условиях ЛHC, были построены проекции пределов на потенциальные эксперименты HL-LHC, HE-LHC и FCC.

Из итоговых ограничений видно, что процессом рождения трех топ-кварков относительно хорошо ограничиваются операторы, содержащие взаимодействие левых фермионных токов:  $O_{QQ}^1$ ,  $O_{Qq}^{1,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,1}$ ,  $O_{Qq}^{3,8}$ ,  $O_{Qq}^{1,3}$ , операторы с правыми токами топ-кварка:  $O_{Qt}^1$  и  $O_{tq}^1$ , а также он относительно чувствителен к операторам с бозонными полями:  $O_{tW}$  и  $O_{tG}$ . На основе полученных данных сделан вывод о том, что на текущий момент точность проекций на будущие сценарии ограничена со стороны теоретических неопределенностей и в дальнейшем необходим переход к более продвинутым вычислительным инструментам.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00152).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Buchmuller W., Wyler D.* Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation // Nucl. Phys. B. 1986. V. 268. P. 621–653.
2. *Grzadkowski B., Iskrzyński M., Misiak M., Rosiek J.* Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian // J. High Energy Phys. 2010. V. 2010, No. 10; [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2010\)085](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2010)085).
3. *Degrande C., Greiner N., Kilian W., Mattelaer O., Mebane H., Stelzer T., Willenbrock S., Zhang C.* Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings // Ann. Phys. 2013. V. 335. P. 21–32; arXiv:1205.4231 [hep-ph].
4. *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.
5. *Dicus D., Stange A., Willenbrock S.* Higgs Decay to Top Quarks at Hadron Colliders // Phys. Lett. B. 1994. V. 333, No. 1. P. 126–131; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269394910170>.
6. *Kumar K., Tait T. M., Vega-Morales R.* Manifestations of Top Compositeness at Colliders // J. High Energy Phys. 2009. V. 2009, No. 05. P. 022–022; <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2009/05/022>.
7. *Ducu O., Heurtier L., Maurer J.* LHC Signatures of a  $Z'$  Mediator between Dark Matter and the  $SU(3)$  Sector // J. High Energy Phys. 2016. V. 2016, No. 3; <https://doi.org/10.1007>.
8. *Albert A. et al.* Recommendations of the LHC Dark Matter Working Group: Comparing LHC Searches for Dark Matter Mediators in Visible and Invisible Decay Channels and Calculations of the Thermal Relic Density // Phys. Dark Univ. 2019. V. 26. P. 100377; arXiv:1703.05703.
9. *Hayrapetyan A. et al. (CMS Collab.).* Observation of Four Top Quark Production in Proton–Proton Collisions at  $s = 13$  TeV // Phys. Lett. B. 2023. V. 847. P. 138290; arXiv:2305.13439.

10. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Observation of Four-Top-Quark Production in the Multilepton Final State with the ATLAS Detector // *Eur. Phys. J. C*. 2023. V. 83, No. 6. P. 496; Erratum // *Eur. Phys. J. C*. 2024. V. 84. P. 156; arXiv:2303.15061.
11. *Zhang C.* Constraining  $qqtt$  Operators from Four-Top Production: A Case for Enhanced EFT Sensitivity // *Chin. Phys. C*. 2018. V. 42, No. 2. P. 023104; <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/42/2/023104>.
12. *Sirunyan A.M. et al. (CMS Collab.)*. Search for the Production of Four Top Quarks in the Single-Lepton and Opposite-Sign Dilepton Final States in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV // *J. High Energy Phys.* 2019. V. 11. P. 082; arXiv:1906.02805.
13. *Aoude R., El Faham H., Maltoni F., Vryonidou E.* Complete SMEFT Predictions for Four Top Quark Production at Hadron Colliders // *J. High Energy Phys.* 2022. V. 2022, No. 10; [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2022\)163](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2022)163).
14. *Aleshko A.M., Boos E.E., Bunichev V.E., Dudko L.V.* Comparison of Constraints on Wilson Coefficients of Dimension Six EFT Operators Obtained from Processes of Three- and Four-Top-Quark Production // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2023. V. 20, No. 3.
15. *Hartland N.P., Maltoni F., Nocera E.R., Rojo J., Slade E., Vryonidou E., Zhang C.* A Monte Carlo Global Analysis of the Standard Model Effective Field Theory: The Top Quark Sector // *J. High Energy Phys.* 2019. V. 2019, No. 4; [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04\(2019\)100](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP04(2019)100).
16. *Barducci D. et al.* Interpreting Top-Quark LHC Measurements in the Standard Model Effective Field Theory. arXiv:1802.07237. 2018.
17. *Giani T., Magni G., Rojo J.* SMEFiT: A Flexible Toolbox for Global Interpretations of Particle Physics Data with Effective Field Theories // *Eur. Phys. J. C*. 2023. V. 83, No. 5; <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11534-7>.
18. *Boos E., Dudko L.* Triple Top-Quark Production in Standard Model // *Intern. J. Mod. Phys. A*. 2022. V. 37, No. 05. P. 2250023; arXiv:2107.07629.
19. *Barger V., Keung W.Y., Yencho B.* Triple-Top Signal of New Physics at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2010. V. 687, No. 1. P. 70–74; <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2010.03.001>.
20. *Alwall J., Frederix R., Frixione S., Hirschi V., Maltoni F., Mattelaer O., Shao H.S., Stelzer T., Torrielli P., Zaro M.* The Automated Computation of Tree-Level and Next-to-Leading Order Differential Cross Sections, and Their Matching to Parton Shower Simulations // *J. High Energy Phys.* 2014. V. 2014, No. 7; [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07\(2014\)079](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079).
21. *Degrande C., Durieux G., Maltoni F., Mimasu K., Vryonidou E., Zhang C.* Automated One-Loop Computations in the Standard Model Effective Field Theory // *Phys. Rev. D*. 2021. V. 103, No. 9; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.103.096024>.
22. *Boos E. et al. (CompHEP Collab.)*. CompHEP 4.4: Automatic Computations from Lagrangians to Events // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2004. V. 534. P. 250–259; arXiv:hep-ph/0403113.
23. *Pukhov A., Boos E., Dubinin M., Edneral V., Ilyin V., Kovalenko D., Kryukov A., Savrin V., Shichanin S., Semenov A.* CompHEP: A Package for Evaluation of Feynman Diagrams and Integration over Multiparticle Phase Space. arXiv:hep-ph/9908288. 1999.

24. *Ball R. D. et al. (NNPDF Collab.).* An Open-Source Machine Learning Framework for Global Analyses of Parton Distributions // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 10. P. 958; arXiv:2109.02671.
25. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC). Technical Design Report V. 0.1. 2017. V. 4/2017.
26. *Abada A. et al. (FCC Collab.).* HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report. V. 4 // *Eur. Phys. J. ST.* 2019. V. 228, No. 5. P. 1109–1382.
27. *Abada A. et al. (FCC Collab.).* FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report. V. 3 // *Ibid.* No. 4. P. 755–1107.