Линейные и квадратичные вклады EFT операторов в процессах одиночного рождения топ кварка.

Вячеслав Буничев

в сотрудничестве с Э.Э. Боосом

НИИЯФ им Скобельцына МГУ им. Ломоносова

Подход эффективной теории поля»(SMEFT)

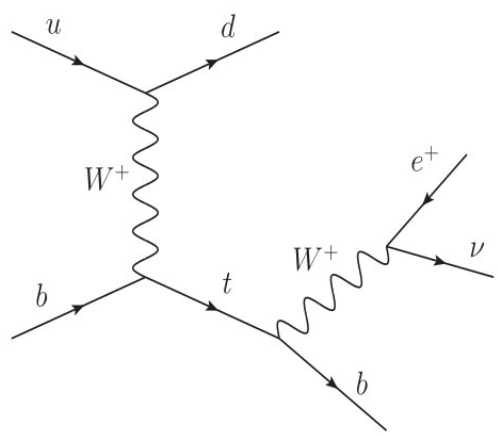
В настоящее время наиболее общим и популярным способом параметризации новой физики в исследуемых процессах является подход «эффективной теории поля»(SMEFT). В рамках этого подхода Лагранжиан Стандартной Модели дополняется операторами высших размерностей.

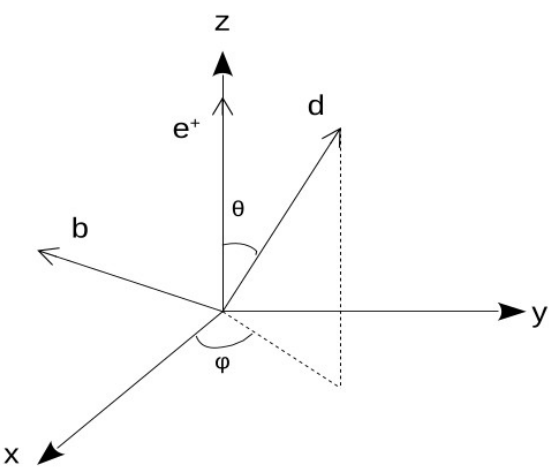
$$L_{eff} = L_0 + \frac{1}{\Lambda} L_1 + \frac{1}{\Lambda^2} L_2 + \cdots$$

Указанные операторы получают путем функционального интегрирования по массивным модам гипотетических состояний, которые могут быть рождены на недоступных пока масштабах энергии. Эти операторы образуют базисный набор с помощью которого можно описать проявления различных сценариев «новой физики».

Процессы одиночного рождения топ кварка

Во многих моделях параметры взаимодействия новых частиц с фермионами СМ пропорциональны массе этих фермионов. Поэтому изучение процессов с участием массивных фермионов третьего поколения таких как топ кварк представляет особый интерес. В электрослабых процессах топ кварк рождается сильно поляризованными, 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. В t-канальном процессе одиночного рождения топ кварка, в его системе отчёта, направление спина топ-кварка сильно коррелирует с импульсом d-кварка.

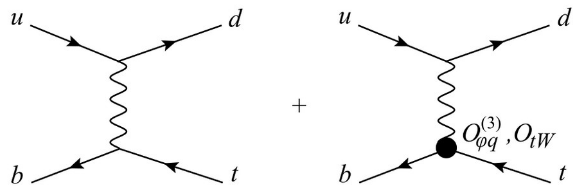




θ — угол между импульсом заряженного лептона и направлением оси квантования спина топ-кварка (т.е. импульсом d-кварка), а φ — угол в плоскости, перпендикулярной импульсу лептона, откладываемый от линии пересечения с плоскостью, образованной продуктами распада топ-кварка.

SMEFT операторы, дающие вклад в процессы одиночного рождения топ кварка

Операторы размерности 6, модифицирующие Wtb вершину:



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

Где:

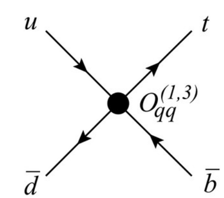
$$f_{LV} = V_{tb} + C_{\phi q}^{(3,33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{RV} = \frac{1}{2}C_{\phi ud}^{(33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{LT} = \sqrt{2}C_{dW}^{(33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_{RT} = \sqrt{2}C_{uW}^{(33)}\frac{v^2}{\Lambda^2}.$$

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

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

Четырёх-фермионный эффективный оператор, дающий вклад в одиночное рождение топ кварка:

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



Подход аномальных параметров взаимодействия.

- В работе [**E.Boos, V.Bunichev, Phys. Rev. D 101, 5, 055012 (2020)**] впервые получены точные аналитические выражения для трижды и дважды дифференциального сечения полного процесса рождения топ кварка с последующим распадом ($2\rightarrow4$).

- Выражения получены для системы отсчета топ кварка в виде функций энергии позитрона из распада топ кварка и углов ориентации спина топ кварка.

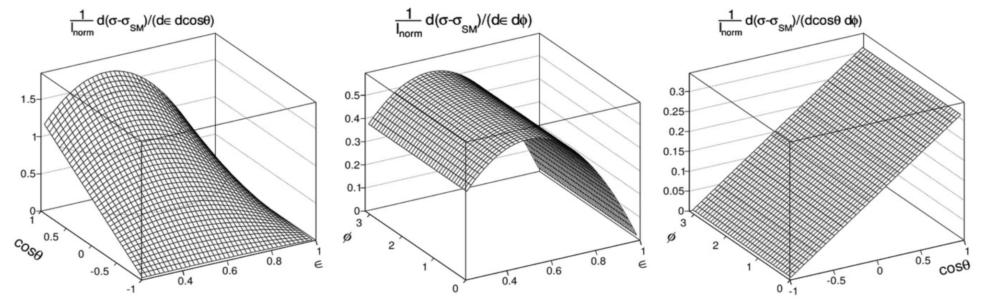
- Выражения получены с учетом спиновых корреляций между начальными и конечными состояниями, а также с учетом влияния SMEFT операторов, для общего случая комплексных параметров взаимодействия. При этом, были учтены аномальные члены всех порядков в числителе и знаменателе.

- Показано, что многомерные дифференциальные сечения существенно различаются для случаев вкладов разных SMEFT операторов, что позволяет в экспериментах идентифицировать сценарий новой физики.

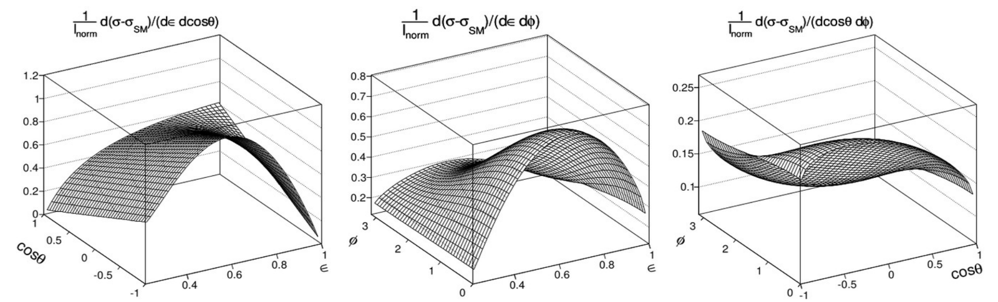
- Эти выражения могут быть использованы для фитирования данных и установления ограничений на аномальные параметры взаимодействия.

Многомерные дифференциальные сечения в подходе аномальных параметров взаимодействия.

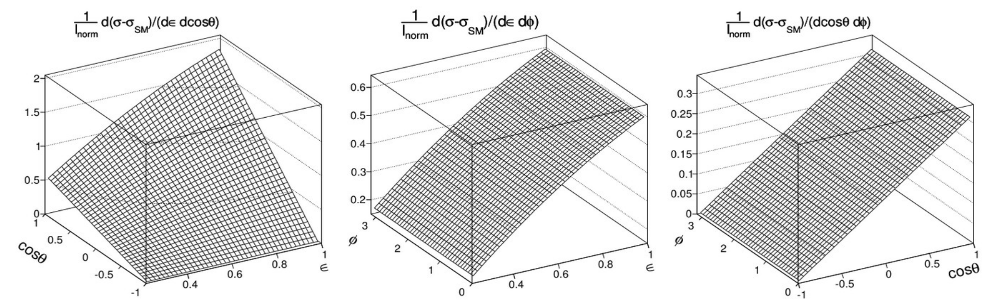
LV - сценарий



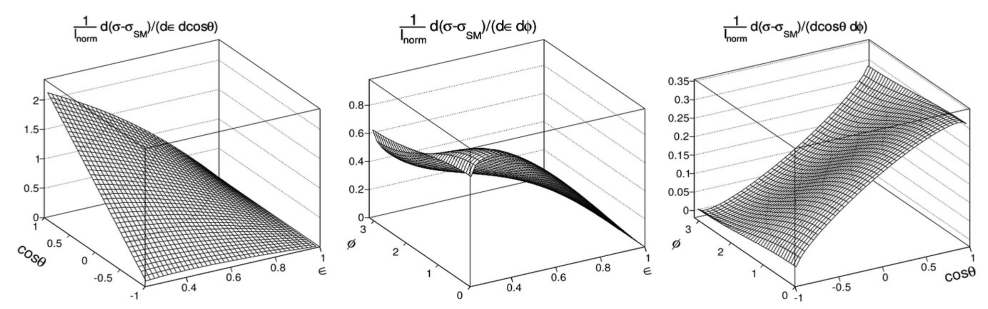
RV - сценарий



LT - сценарий



RT - сценарий



Переход от подхода аномальных параметров взаимодействия к подходу SMEFT операторов

- Существуют естественные ограничения на использование операторов SMEFT для параметризации новой физики, которые следуют из условия пертурбативной унитарности. С ростом энергии взаимодействия, эффективные операторы приводят к росту вкладов, нарушающих унитарность. Чтобы расчеты были самосогласованными, мы должны проверить, что не рассматриваем кинематические области, где нарушена унитарность.

- С точки зрения подхода SMEFT, порядок новых вкладов необходимо согласовывать с масштабом доступной энергии, поэтому выражение для дифференциального сечения необходимо корректно разложить по порядку величины обратного масштаба новой физики с учётом переразложения знаменателя с шириной топ кварка, зависящей от констант операторов SMEFT.

Оценка допустимой области параметров операторов SMEFT из условия унитарности S-матрицы.

Для оценки допустимой области параметров, применяют оптическую теорему, которая следует из унитарности S-матрицы. Оптическая теорема утверждает, что мнимая часть амплитуды рассеяния вперед пропорциональна полному сечению процесса.

$$\sigma = \frac{1}{s}\mathrm{Im}\left(A(\theta = 0)\right) = \frac{16\pi}{s}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|a_l|^2$$

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

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

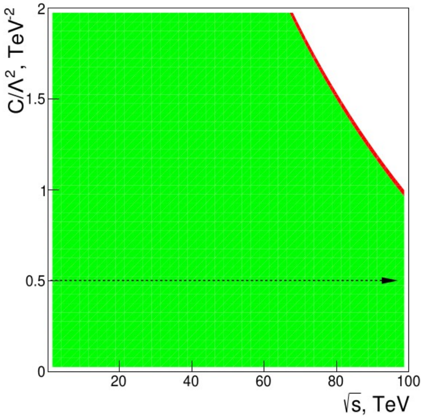
$$|\mathrm{Re}(a_0)| < \frac{1}{2} \qquad \text{где} \qquad a_0 = \frac{1}{16\pi\lambda}\left|\int_{t_-}^{t_+} dt \cdot A\right|$$

- В работе [**E.Boos, V.Bunichev, Phys. Part. Nucl. Lett. 20, 3, 330-335 (2023)**] были вычислены соответствующие парциальные амплитуды для t-канальных и s-канальных процессов одиночного рождения топ-кварка с учетом аномальных SMEFT операторов, дающих вклад в Wtb вершину и в контактное 4-х фермионное взаимодействие.

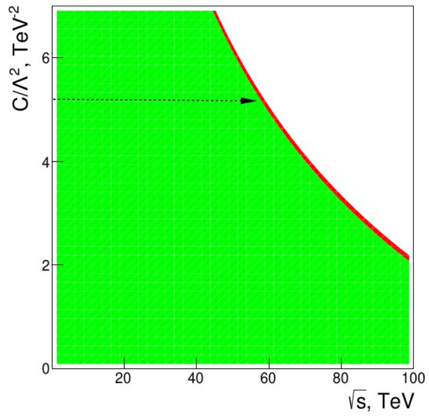
- На основе полученных границ унитарности, используя последние экспериментальные ограничения на значения аномальных параметров, были определены значения кинематичесих обрезаний фазового объема для корректного моделирования указанных процессов на коллайдерах LHC и FCC.

Оценка допустимой области параметров операторов SMEFT с учётом экспериментальных ограничений.

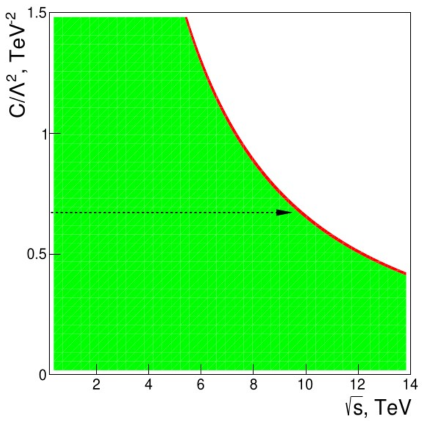
$O^{(3,33)}_{\varphi q}$ (LV - сценарий)



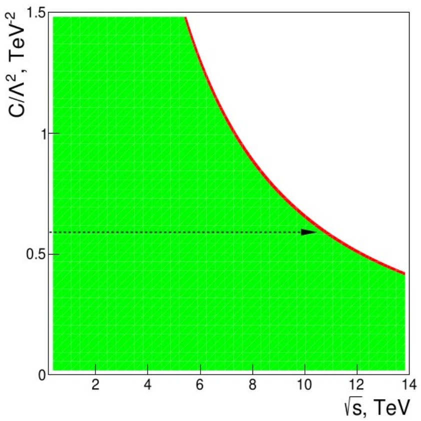
$O^{(33)}_{\varphi ud}$ (RV - сценарий)



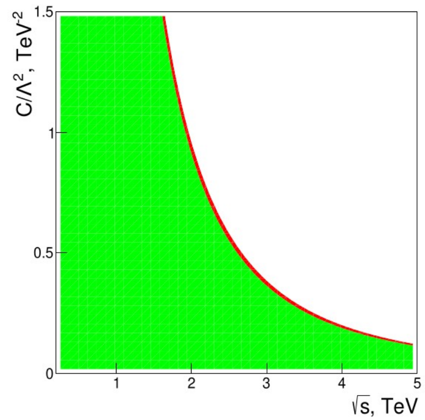
$O^{(33)}_{dW}$ (LT - сценарий)



$O^{(33)}_{uW}$ (RT - сценарий)



$O^{(1,3)}_{qq}$ (4f - сценарий)



Разложение многомерного дифференциального сечения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов.

Используя полученное выражение для многомерного дифференциальные сечения и формулу Тейлора, запишем дифференциальное сечение в виде ряда разложения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов, делённых на квадрат масштаба новой физики, с точностью до членов второго порядка. Группируя вместе члены разложения, соответствующие каждому аномальному оператору, получаем:

$$\frac{d\sigma_{ub\to db\nu e^+}}{d\epsilon\cdot d\cos\theta\cdot d\phi} = K_0 + \left(K_1^i\cdot\frac{C_i}{\Lambda^2} + K_2^i\cdot\frac{C_i^2}{\Lambda^4}\right) + \left(K_1^j\cdot\frac{C_j}{\Lambda^2} + K_2^j\cdot\frac{C_j^2}{\Lambda^4}\right) + \ldots + K^{ij}\cdot\frac{C_iC_j}{\Lambda^4} + \ldots$$

Введём обозначения:

$$F_1 = \frac{\alpha^2\cdot V_{ud}^2}{8\cdot 3\cdot\sin^4\Theta_W\cdot m_W^2\cdot(1-r^2)^2(1+2r^2)}\cdot\frac{(\hat{s}-m_t^2)^2}{\hat{s}(\hat{s}-m_t^2+m_W^2)}, \qquad F_2 = \frac{m_t m_W}{s-m_t^2}\left(\frac{s-m_t^2+m_W^2}{s-m_t^2}\ln\left|\frac{s-m_t^2+m_W^2}{m_W^2}\right|-1\right),$$

$$\beta^2 = 1-\frac{m_t^2}{\hat{s}},\quad c(\epsilon)=\sqrt{(1-\epsilon)(\epsilon-r^2)},\quad \epsilon = 2E_{e^+}/m_t,\quad \epsilon_{max}=1,\quad \epsilon_{min}=r^2,\quad r=m_W/m_t,$$

Тогда член разложения дифференциального сечения, соответствующий Стандартной модели будет иметь вид:

$$K_0 = V_{tb}^2\cdot F_1\cdot(1-\epsilon)\cdot\epsilon\cdot(1+\cos\theta)$$

Разложение многомерного дифференциального сечения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов (LV - сценарий).

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{\phi q}^{(3,33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub\to db\nu e^+}}{d\epsilon \cdot d\cos\theta \cdot d\phi} = \left(K_1^{\phi q} \cdot \frac{C_{\phi q}}{\Lambda^2} + K_2^{\phi q} \cdot \frac{C_{\phi q}^2}{\Lambda^4} \right)$$

$$\begin{aligned} K_1^{\phi q} &= V_{tb} v^2 \cdot 2 \cdot F_1 \cdot (1-\epsilon) \cdot \epsilon \cdot (1+\cos\theta) \\ K_2^{\phi q} &= v^4 \cdot F_1 \cdot (1-\epsilon) \cdot \epsilon \cdot (1+\cos\theta) \end{aligned}$$

Разложение многомерного дифференциального сечения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов (RT - сценарий).

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{uW}^{(33)}$:

$$\frac{d(\sigma-\sigma_{SM})_{ub\to db\nu e^+}}{d\epsilon\cdot d\cos\theta\cdot d\phi}=\left(K_1^{uW}\cdot\frac{C_{uW}}{\Lambda^2}+K_2^{uW}\cdot\frac{C_{uW}^2}{\Lambda^4}\right)$$

$$\begin{aligned}K_1^{uW} &= V_{tb}\cdot 2\sqrt{2}v^2\cdot F_1\cdot(1-\epsilon)\cdot\Big[\ (F_2\cdot\epsilon+r)\cdot(1+\cos\theta)+c(\epsilon)\cdot\sin\theta\cos\phi\ \Big]\\ &-\frac{\sqrt{2}v^2}{V_{tb}}\cdot\frac{6r}{1+2r^2}\cdot K_0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}K_2^{uW} &= 2v^4\cdot F_1\cdot(1-\epsilon)\cdot\Big[\ F_2\cdot r\cdot(1+\cos\theta)\\ &+\left(\left(\frac{s+2m_W^2}{m_t m_W}F_2-2\right)\epsilon+r^2+1\right)\cdot(1-\cos\theta)\\ &+\frac{2r^2}{\epsilon}\cos\theta+\left(F_2+\frac{2r}{\epsilon}\right)c(\epsilon)\cdot\sin\theta\cos\phi\ \Big]\\ &-\frac{2v^4}{V_{tb}^2}\cdot\frac{2+r^2}{1+2r^2}\cdot K_0+\frac{\sqrt{2}v^2}{V_{tb}}\cdot\frac{6r}{1+2r^2}\cdot K_1^{uW}\end{aligned}$$

Разложение многомерного дифференциального сечения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов (интерференция LV и RT).

Члены разложения, соответствующий интерференции операторов $O_{uW}^{(33)}$ и $O_{\phi q}^{(3,33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub \to db\nu e^+}}{d\epsilon \cdot d\cos\theta \cdot d\phi} = K^{ij} \cdot \frac{C_{uW} C_{\phi q}}{\Lambda^4}$$

$$\begin{aligned} K^{ij} &= 2\sqrt{2}v^4 \cdot F_1 \cdot (1-\epsilon) \cdot \left[\quad (F_2 \cdot \epsilon + r) \cdot (1 + \cos\theta) + c(\epsilon) \cdot \sin\theta\cos\phi \quad \right] \\ &\quad - \frac{\sqrt{2}v^4}{V_{tb}^2} \cdot \frac{6r}{1+2r^2} \cdot K_0 \end{aligned}$$

Разложение многомерного дифференциального сечения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов (LT - сценарий).

Члены разложения, соответствующие оператору $O_{dW}^{(3,33)}$:

$$\frac{d(\sigma - \sigma_{SM})_{ub\to db\nu e^+}}{d\epsilon \cdot d\cos\theta \cdot d\phi} = \left(K_1^{dW} \cdot \frac{C_{dW}}{\Lambda^2} + K_2^{dW} \cdot \frac{C_{dW}^2}{\Lambda^4} \right)$$

$$\begin{aligned} K_1^{dW} &= 0 \\ K^{ij} &= 2v^4 \cdot F_1 \cdot \left(\left(\frac{s + 2m_W^2 - m_t^2}{m_t m_W} F_2 - 1 \right) \beta^2 \cdot (1-\epsilon) + \epsilon - r^2 \right) \epsilon \cdot (1 + \cos\theta) \\ &\quad - \frac{2v^4}{V_{tb}^2} \cdot \frac{2 + r^2}{1 + 2r^2} \cdot K_0 \end{aligned}$$

Разложение многомерного дифференциального сечения по константам коэффициентов Вильсона аномальных операторов (RV - сценарий).

Члены разложения, соответствующие оператору $O^{(33)}_{\phi ud}$:

$$\frac{d(\sigma-\sigma_{SM})_{ub\to db\nu e^+}}{d\epsilon\cdot d\cos\theta\cdot d\phi} = \left(K_1^{\phi ud}\cdot\frac{C_{\phi ud}}{\Lambda^2} + K_2^{\phi ud}\cdot\frac{C^2_{\phi ud}}{\Lambda^4}\right)$$

$$K_1^{\phi ud} \quad = \quad 0$$

$$\begin{aligned} K_2^{uW} \quad = \quad & \frac{v^4}{4}\cdot F_1\cdot\Big[\\ & + \left(\left(2+\frac{m_W^2}{s}-r\left(1+\beta^2+\frac{2m_W^2}{s}\right)F_2\right)\cdot(1-\epsilon)\cdot\epsilon + r^2(2\epsilon-r^2-1)\right)\cdot(1-\cos\theta) \\ & + \left(1-\frac{r^2}{\epsilon}\right)\cdot 2r\left(r\cdot\cos\theta+c(\epsilon)\cdot\sin\theta\cos\phi\right) \quad \Big] \\ & - \frac{v^4}{4V_{tb}^2}\cdot K_0 \end{aligned}$$

Сравнительный анализ влияния членов разложения дифференциального сечения разных порядков по масштабу новой физики

- Используя полученные выражения для вкладов аномальных операторов и интегрируя по очереди по одной из переменных мы построили графики соответствующих двумерных дифференциальных сечений. Кроме того, были построены сравнительные графики, на которых одновременно изображены дважды дифференциальные сечения, соответствующие сумме компонент и отдельно только квадратичной компоненты.

- Серии таких графиков были построены для различных значений **ŝ**. Для всех исследуемых операторов проведено исследование того, как меняются относительный и абсолютные вклады в дифференциальные сечения линейных и квадратичных компонент в зависимости от **ŝ**.

- Впервые продемонстрировано, что для некоторых операторов с увеличением **ŝ** растёт относительный вклад квадратичной компоненты и при больших **ŝ** он становиться сопоставим с вкладом линейной компоненты.

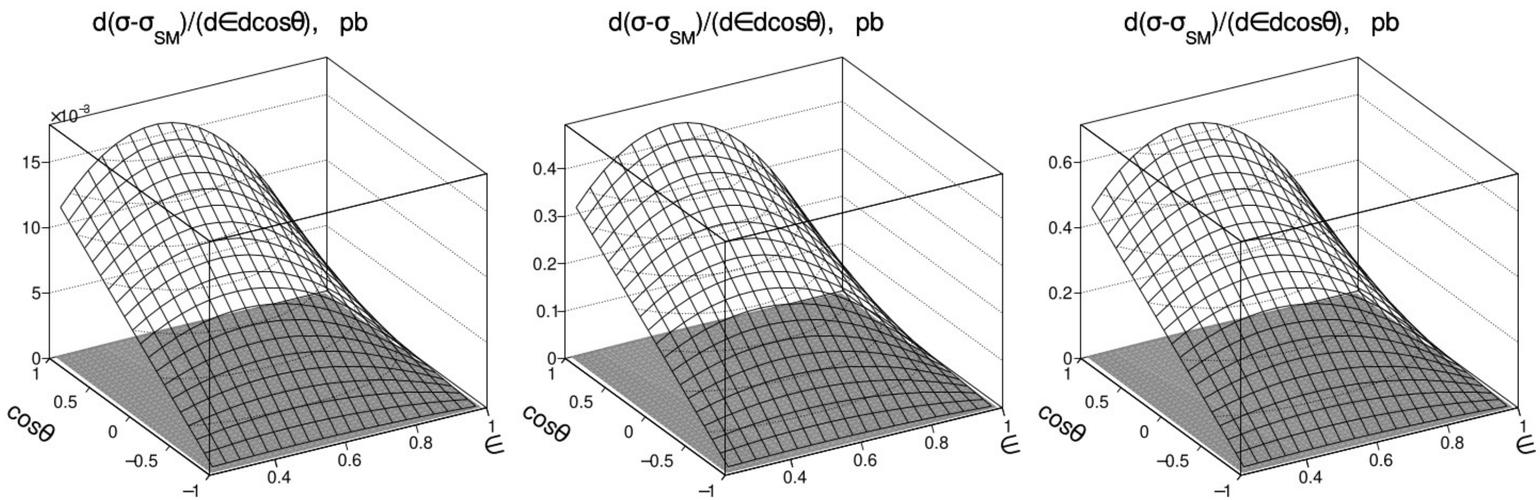
- Проведено исследование поведения соответствующих дифференциальных сечений близко к унитарной границе применимости подхода SMEFT.

Сравнительный анализ влияния членов разложения дифференциального сечения разных порядков по масштабу новой физики

Графики дважды дифференциального сечения $d(\sigma-\sigma_{sm})/(d\in d\cos\theta)$, соответствующего различным вкладам операторов SMEFT в зависимости от разных значений ŝ. Левый рисунок соответствует **ŝ=180 GeV**, средний рисунок соответствует **ŝ=340 GeV**, правый рисунок соответствует **ŝ=10000 GeV**. Темно серым цветом обозначено дифференциальное сечение, соответствующее квадратичному вкладу. Сетчатая поверхность соответствует сумме линейного и квадратичного вкладов.

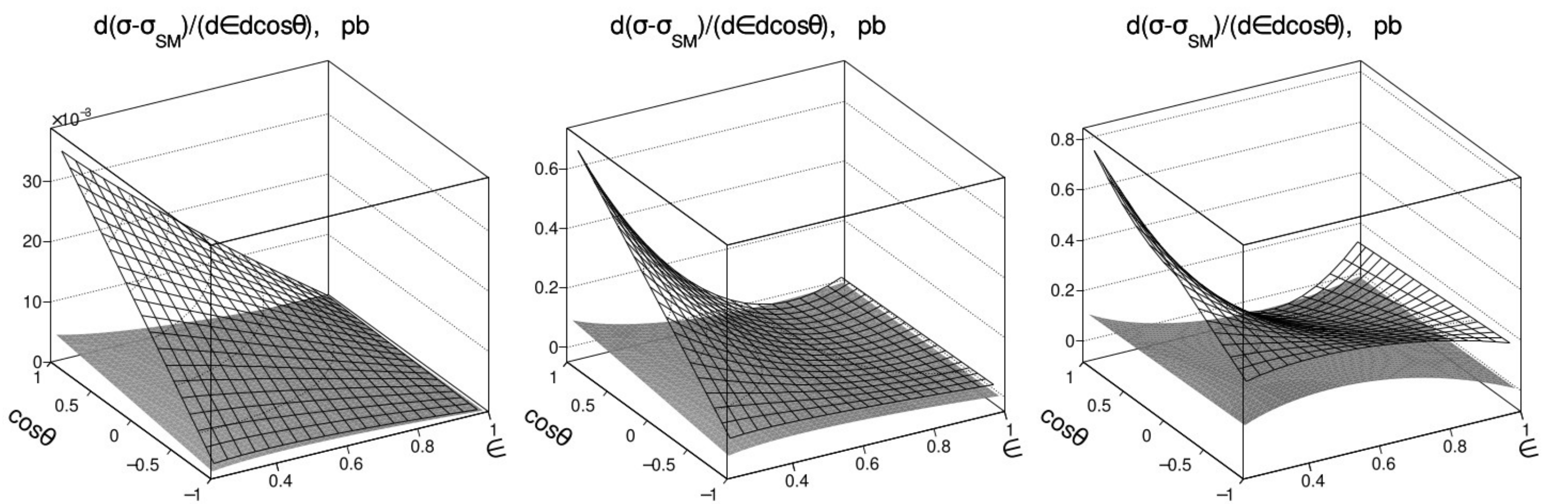
$O_{\phi q}^{(3,33)}$:

(LV - сценарий)



$O_{uW}^{(33)}$:

(RT - сценарий)



Результаты, полученные с помощью аналитических выражений для многомерных дифференциальных сечений

- Проведено исследование, того как кинематическое обрезание по **ŝ**, обусловленное унитарным ограничением меняет поведение различных вкладов дифференциальных сечений.

- На основе полученных аналитических выражений для дифференциальных сечений были созданы программы для фитирования данных и измерения значений коэффициентов Вильсона для исследуемых операторов, а также определения точности этих измерений.

- На партонном уровне проведены первые оценки того, как точность измерения коэффициентов Вильсона зависит от обрезаний по **ŝ** для процессов одиночного рождения топ кварка.

- Подобраны оптимальные значения обрезаний по **ŝ** для увеличения статистической значимости вкладов аномальных операторов по отношению к СМ и улучшения точности измерения аномальных параметров.

$L,\ fb^{-1}$	$\delta\ Ref_{LV}\ /\ \delta\ Ref_{RV}$	$\delta\ Ref_{LV}\ /\ \delta\ Ref_{LT}$	$\delta\ Ref_{LV}\ /\ \delta\ Ref_{RT}$
30	$6.9 \cdot 10^{-4}\ /\ 1.2 \cdot 10^{-2}$	$8.1 \cdot 10^{-4}\ /\ 5.0 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}\ /\ 2.5 \cdot 10^{-3}$
300	$1.9 \cdot 10^{-4}\ /\ 4.7 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-4}\ /\ 1.9 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{-4}\ /\ 8.7 \cdot 10^{-4}$
3000	$5.9 \cdot 10^{-5}\ /\ 6.8 \cdot 10^{-4}$	$8.0 \cdot 10^{-5}\ /\ 8.0 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}\ /\ 2.4 \cdot 10^{-4}$

Работа поддержана грантом Российского научного фонда номер 22-12-00152.