

Поиск аномальных вершин с применением формализма вершинной функции для процесса рождения Z -бозона с фотоном в эксперименте ATLAS

Студент гр. М24-114: Чехонина Алёна Александровна,
Научный руководитель: Солдатов Е.Ю., к.ф.- м.н., доцент,
Научный консультант: Семушин А.Е.

НИЯУ МИФИ

20.06.2025

Введение

Цель работы: развитие метода постановки ограничений и получение наиболее строгих в мире пределов на константы связи в формализме вершинной функции.

В рамках поставленной цели нужно выполнить следующие **задачи**:

- ❶ рассчитать теоретическое интегральное и дифференциальное сечение $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$;
- ❷ определить чувствительную к аномальным взаимодействиям переменную процесса;
- ❸ поставить пределы на коэффициенты связи аномальных вершин, используя программное обеспечение коллаборации АТЛАС — EFTfun;
- ❹ оценить влияние отборов на адронные струи на пределы;
- ❺ проверить, являются ли полученные пределы унитаризованными.

Теоретическое введение

Вершинная функция [1, 2, 3]

$$\begin{aligned} \Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = & \frac{i(P^2 - m_V^2)}{m_Z^2} \left\{ h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha [(Pq_2)g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta] - \right. \\ & \left. - \left(h_3^V + h_5^V \frac{P^2}{m_Z^2} \right) \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{1\sigma} + \frac{h_6^V}{m_Z^2} P^2 [q_2^\alpha g^{\mu\beta} - q_2^\mu g^{\alpha\beta}] \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Аномальная добавка [1, 2, 3]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{e}{m_Z^2} \left\{ -[h_1^\gamma \partial^\sigma A_{\sigma\mu} + h_1^Z \partial^\sigma Z_{\sigma\mu}] Z_\beta A^{\mu\beta} - \left[\frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho A_{\rho\mu} + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta (\partial^2 + m_Z^2) Z_\mu \right] Z^\alpha A^{\mu\beta} - \right. \\ & - [h_3^\gamma \partial_\sigma A^{\sigma\rho} + h_3^Z \partial_\sigma Z^{\sigma\rho}] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} + \left[\frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} \partial^2 \partial^\sigma A^{\rho\alpha} + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} (\partial^2 + m_Z^2) \partial^\sigma A^{\rho\alpha} \right] Z_\sigma \tilde{A}_{\rho\alpha} - \\ & \left. - \left[\frac{h_5^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_5^Z}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} - \left[\frac{h_6^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_6^Z}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha A_{\rho\alpha} \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

На коэффициенты связи — h_i^V — можно поставить ограничения.

Теоретические интегральное и дифференциальные сечения

Перед тем, как моделировать аномальные взаимодействия, нужно смоделировать предсказание Стандартной модели.

- POWHEG [4]: NNLO(QCD)+PS
- Sherpa 2.2.2 [5]: NLO(QCD)+PS
- Sherpa 2.2.11 [5]: NLO(QCD)+PS

Интегральное сечение:

- POWHEG 109.5 ± 0.7 фб
- Sherpa 2.2.2 117.2 ± 0.1 фб
- Sherpa 2.2.11 104.9 ± 0.1 фб

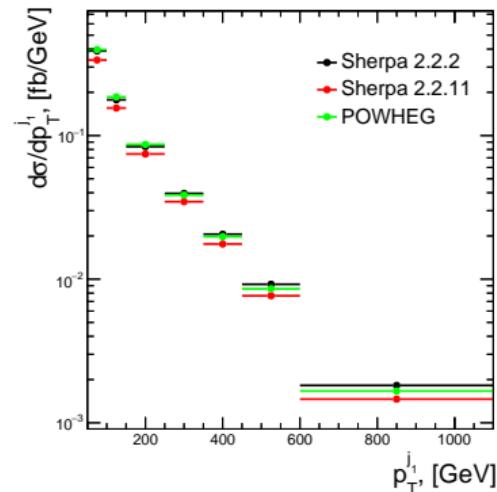
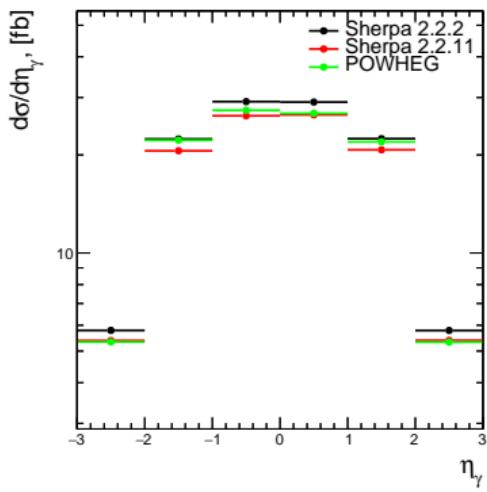
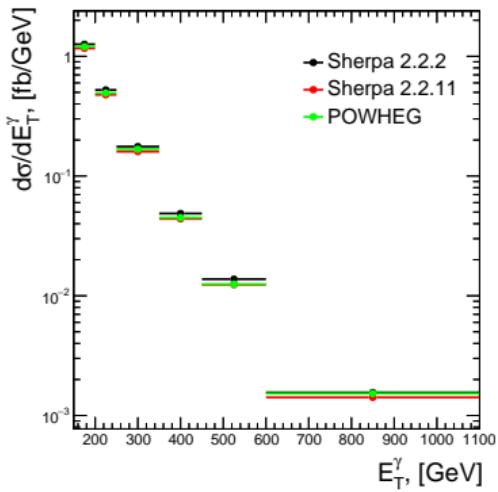
Отборы [5]:

- Фотоны: $N_\gamma = 1$, $E_T^\gamma > 150$ ГэВ, $|\eta| < 2.37$
- Струи: $|\eta| < 4.5$, $p_T > 50$ ГэВ, $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
- Нейтрино: $p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130$ ГэВ

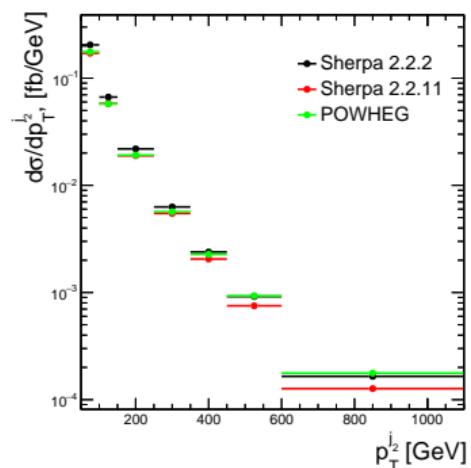
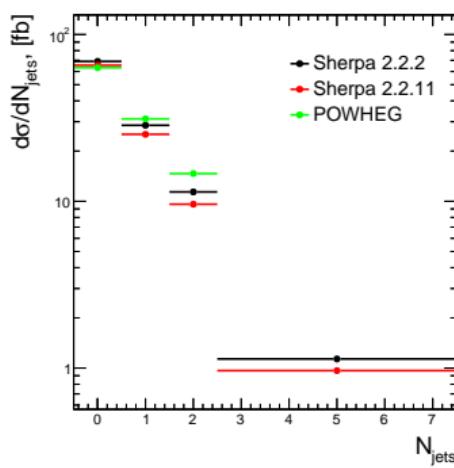
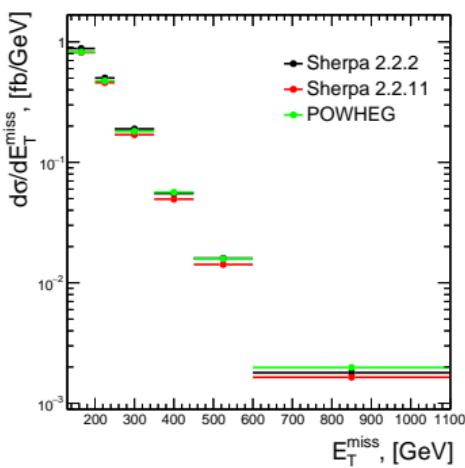
Дифференциальные сечения

рассчитаны для восьми кинематических переменных: p_T^γ , E_T^{miss} , N_{jets} , η_γ , $p_T^{j_1}$, $p_T^{j_2}$, $|\Delta\phi(j_1, j_2)|$, $|\Delta\phi(Z, j)|$

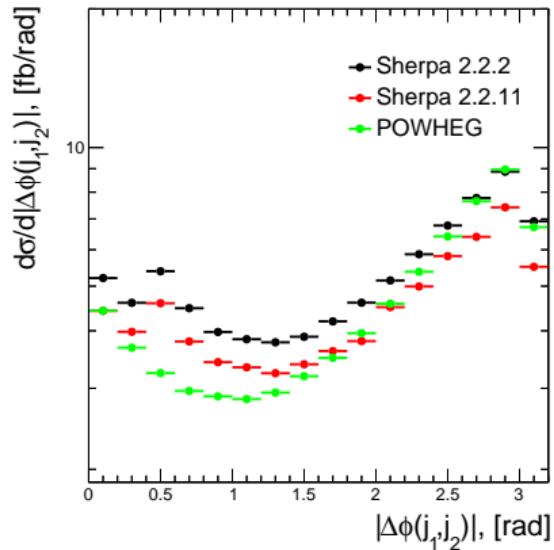
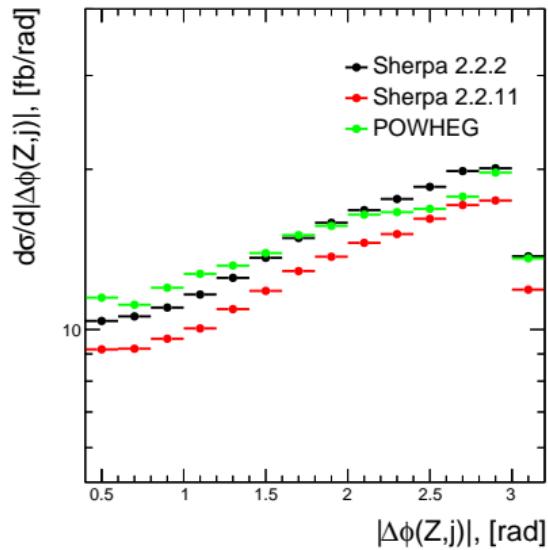
Теоретические дифференциальные сечения



Теоретические дифференциальные сечения



Теоретические дифференциальные сечения

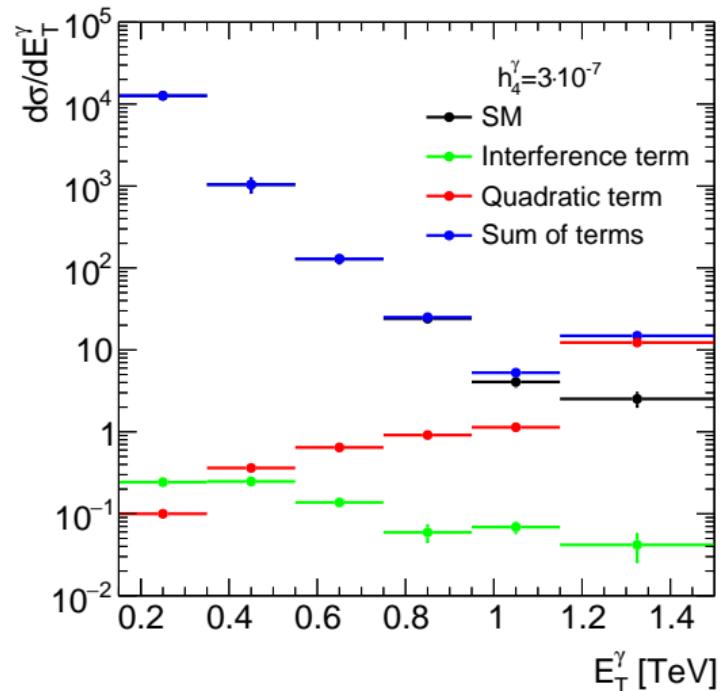


Метод декомпозиции и его проверка

В данной работе использовался **метод декомпозиции**, который является новым для исследования вершинных функций. Метод заключается в том, что наборы генерируются отдельно для линейного, квадратичного слагаемого и слагаемого, отвечающего СМ.

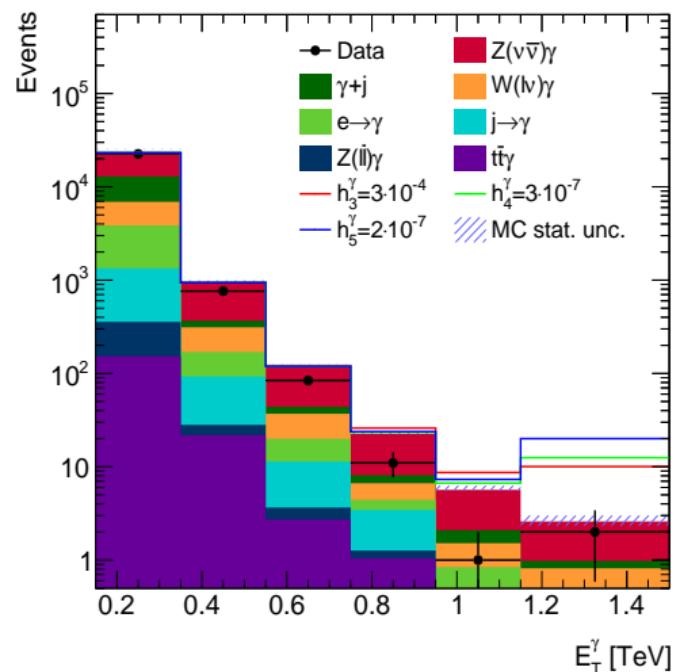
$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i \quad (3)$$
$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i 2 \text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2$$

Для моделирования отдельных слагаемых используется **MadGraph5** [6].



Модель и отборы

- Систематическая погрешность принята равной 10%.
- В модели учитываются все фоновые процессы [3, 7].
- Модель включает в себя полную симуляцию детектора АТЛАС в Geant4 [8].
- Основные отборы [5]:
 $p_T^\gamma > 150$ ГэВ,
 $N_\gamma = 1$, $N_{e,\mu,\tau} = 0$,
 $E_T^{miss} > 130$ ГэВ,
 $p_T^{jet} > 50$ ГэВ
Инклюзивный случай: $N_{jet} \geq 0$
Эксклюзивный случай: $N_{jet} = 0$



Постановка пределов

Сравнение ожидаемых одномерных пределов в инклузивном и эксклюзивном случае с доверительной вероятностью 95%.

Коэф.	$N_{jet} \geq 0$	$N_{jet} = 0$
h_3^γ	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.2 \times 10^{-4})$	$(-2.3 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.0 \times 10^{-4}, 2.1 \times 10^{-4})$	$(-2.1 \times 10^{-4}, 2.1 \times 10^{-4})$
h_4^γ	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$
h_4^Z	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$
h_5^γ	$(-1.0 \times 10^{-7}, 1.0 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$
h_5^Z	$(-8.9 \times 10^{-8}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Унитаризация

Границы унитарности для двух коэффициентов связи [3]:

$$|h_3^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{3/2}}, \quad |h_3^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{3/2}}. \quad (4)$$

Унитарность нарушается при **17 ТэВ** для h_3^Z и при **18 ТэВ** для h_3^γ . Полученные значения превышают энергию в системе центра масс $\sqrt{s}=13$ ТэВ, в рамках которой проводится анализ.

Так как границы унитарности для других интересующих коэффициентов связи не определены в указанной выше работе, они были посчитаны в рамках текущего анализа:

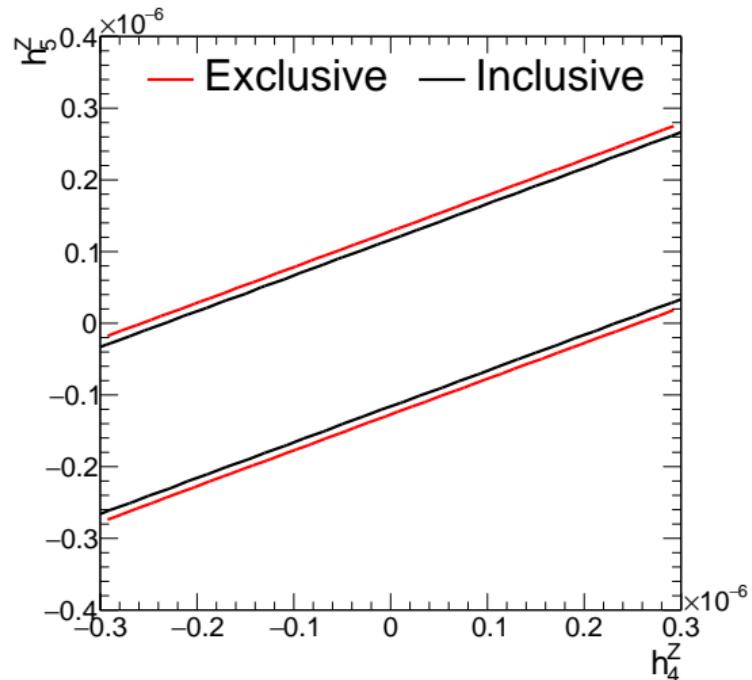
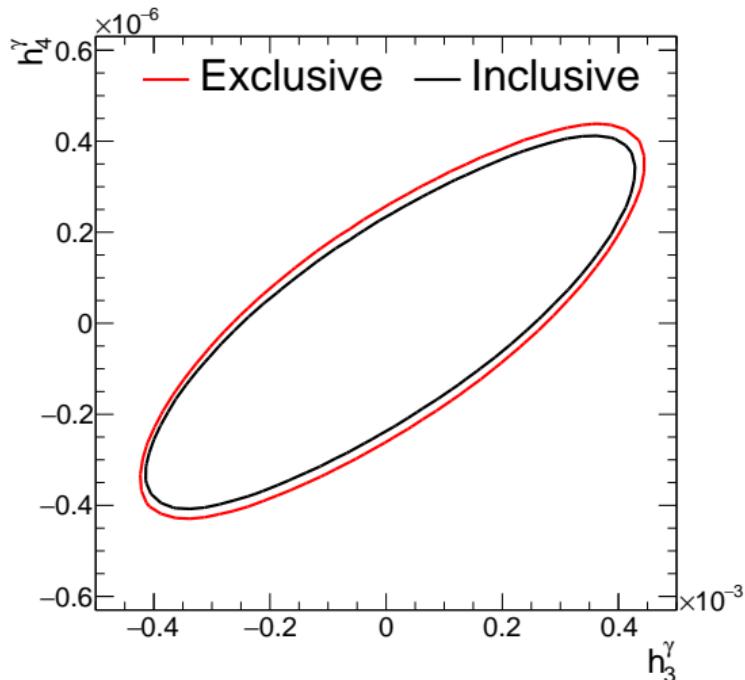
$$|h_4^Z| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_4^\gamma| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}, \quad (5)$$

$$|h_5^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_5^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}. \quad (6)$$

Унитарность нарушается при **10 ТэВ** для h_4^Z, h_5^Z и при **11 ТэВ** для h_4^γ, h_5^γ .

Двумерные пределы

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2 + h_j^2 |\mathcal{A}_j|^2 + h_i 2 \text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_j 2 \text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_j + h_i h_j 2 \text{Re} \mathcal{A}_i^\dagger \mathcal{A}_j \quad (7)$$



Вывод

- В работе были поставлены ожидаемые одномерные и двумерные **пределы на шесть коэффициентов связи**.
- Поставленные одномерные и двумерные пределы на коэффициенты связи **в инклузивном случае оказались лучше**, чем в эксклюзивном, поэтому в дальнейшем будет использоваться инклузивный отбор фазового пространства.
- Пределы, полученные с помощью программного обеспечения **EFTfun** совпали с пределами, полученными ранее с помощью упрощенного кода.
- Проверено, что полученные пределы на коэффициенты связи являются **унитаризованными** в условиях работы эксперимента АТЛАС.
- Также установлено, что новые коэффициенты h_5^V являются **полностью коррелирующими** с коэффициентами h_4^V соответственно.
- Получены **теоретические интегральное и дифференциальные сечения** для процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.

В дальнейшем планируется:

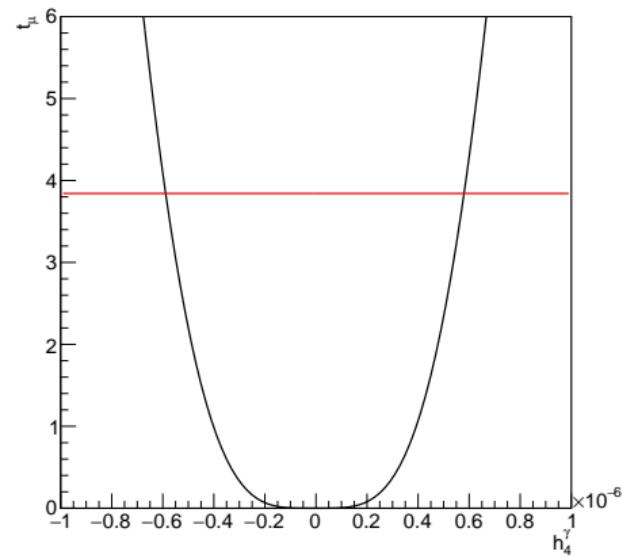
- оценить систематическую погрешность для полученных теоретических сечений;
- добавить систематические погрешности от разных источников в статистическую модель для постановки пределов.

Спасибо за внимание!

Back-Up

Статистический метод

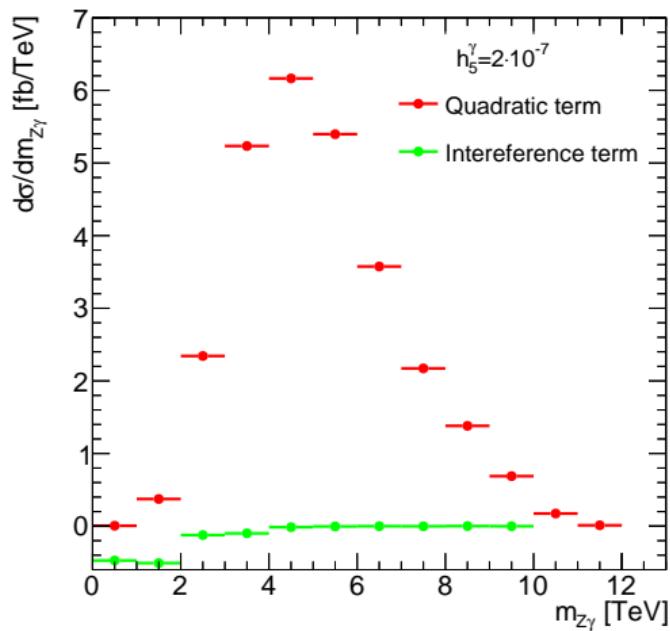
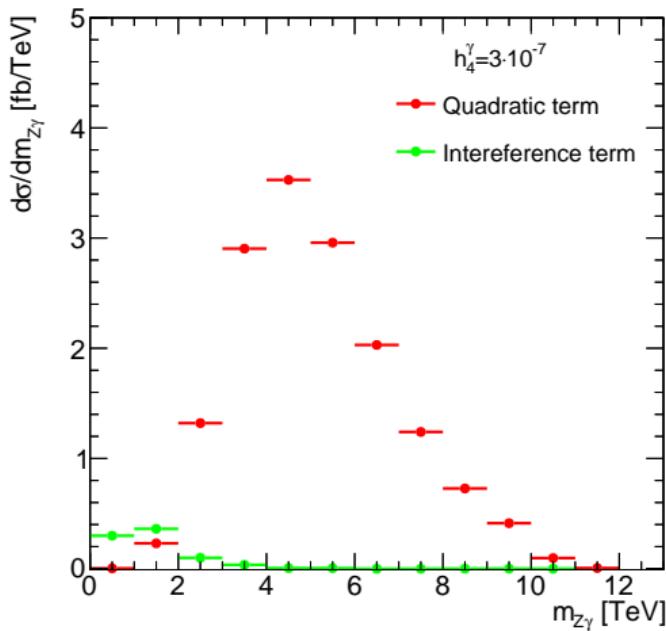
$$t_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (8)$$



Зависимость пределов от систематической погрешности

Коэф.	10%	20%	30%
h_3^γ	$(-2.16551, 2.23631) \times 10^{-4}$	$(-2.16553, 2.23631) \times 10^{-4}$	$(-2.16554, 2.23631) \times 10^{-4}$
h_3^Z	$(-2.03273, 2.07239) \times 10^{-4}$	$(-2.03274, 2.0724) \times 10^{-4}$	$(-2.03274, 2.0724) \times 10^{-4}$

Распределения по $m_{Z\gamma}$



Амплитуда парциальной волны [2]:

$$a_J = \frac{1}{32\pi} e^{i(\nu' - \nu)\phi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) d_{\nu'}^J(\cos\theta) \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}, \lambda_Z \lambda_\gamma}. \quad (9)$$

Из оптической теоремы следуют ограничения на амплитуды парциальных волн [8]:

$$|a_J| < \frac{1}{2}. \quad (10)$$

Амплитуды рассеяния

$$h_4^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = -\frac{\sqrt{2}Qe^2}{8m_Z^5}\sqrt{\hat{s}}(\hat{s} - m_Z^2)^2(\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (11)$$

$$h_5^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}Qe^2}{4m_Z^5}\hat{s}^{3/2}(\hat{s} - m_Z^2)(\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (12)$$

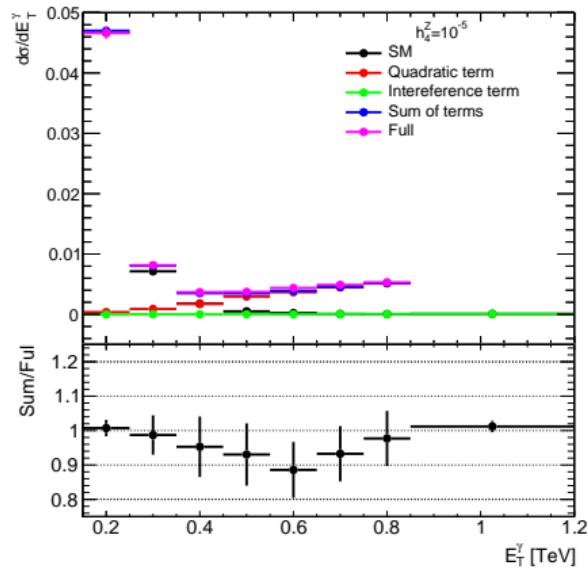
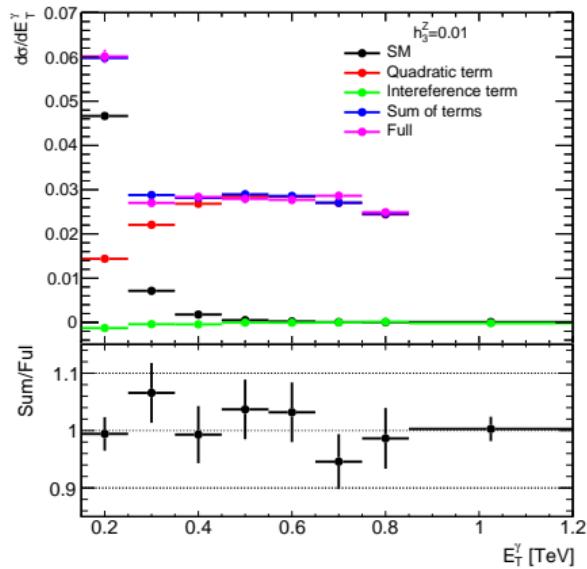
$$h_5^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}\begin{pmatrix} -- & -+ \\ +- & ++ \end{pmatrix} = \frac{Qe^2}{2m_Z^4}\hat{s}(\hat{s} - m_Z^2)\sin\theta\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$h_4^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Qs_W^2)e^2}{8c_W s_W m_Z^2}\hat{s}^{1/2}(\hat{s} - m^2)^2(\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (14)$$

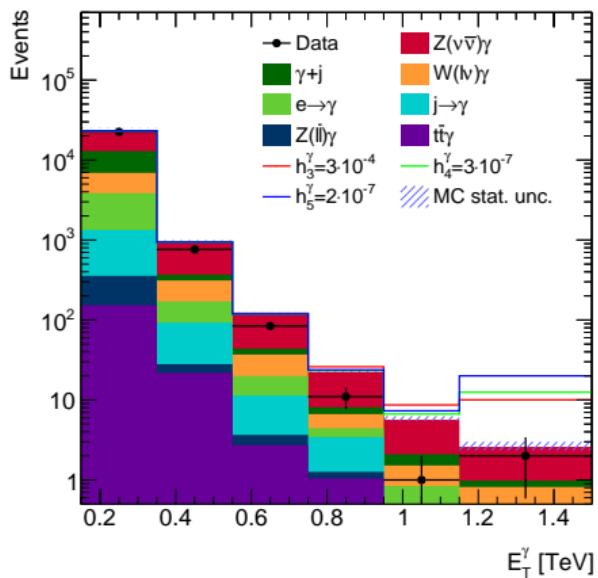
$$h_5^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Qs_W^2)e^2}{4c_W s_W m_Z^2}\hat{s}^{3/2}(\hat{s} - m^2)(\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (15)$$

$$h_5^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}\begin{pmatrix} -- & -+ \\ +- & ++ \end{pmatrix} = \frac{(T_3 - Qs_W^2)e^2}{2m_Z^4 s_W c_W}\hat{s}(\hat{s} - m_Z^2)\sin\theta\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

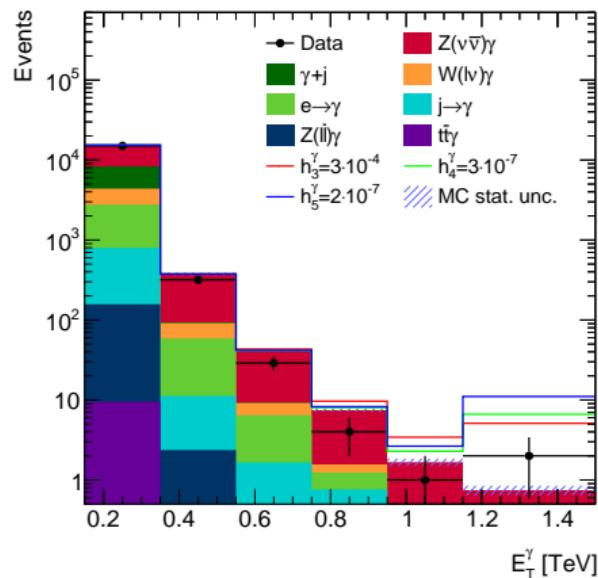
Проверка метода декомпозиции



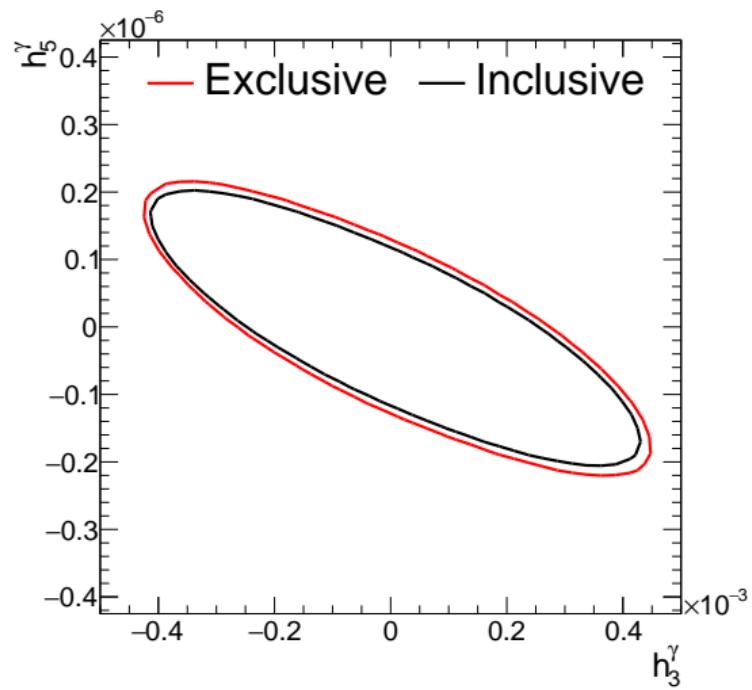
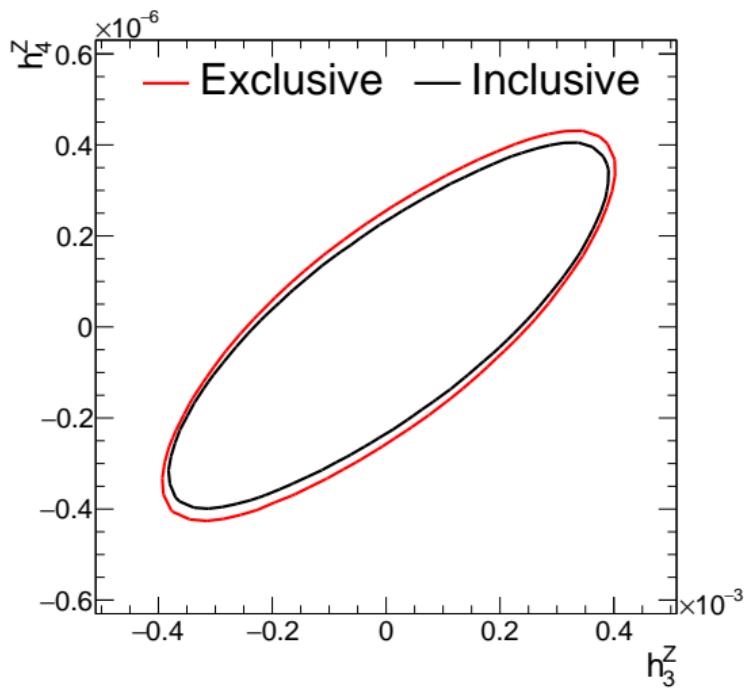
Инклюзивный случай



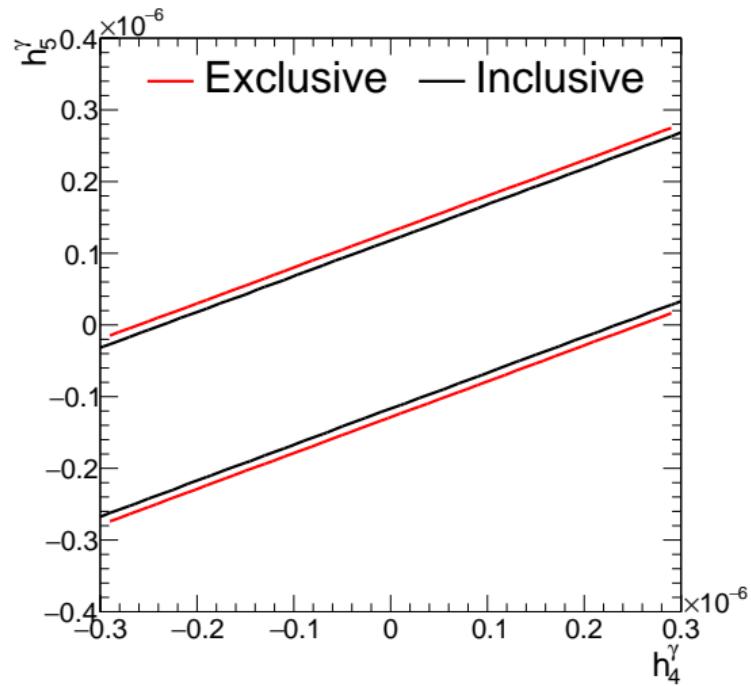
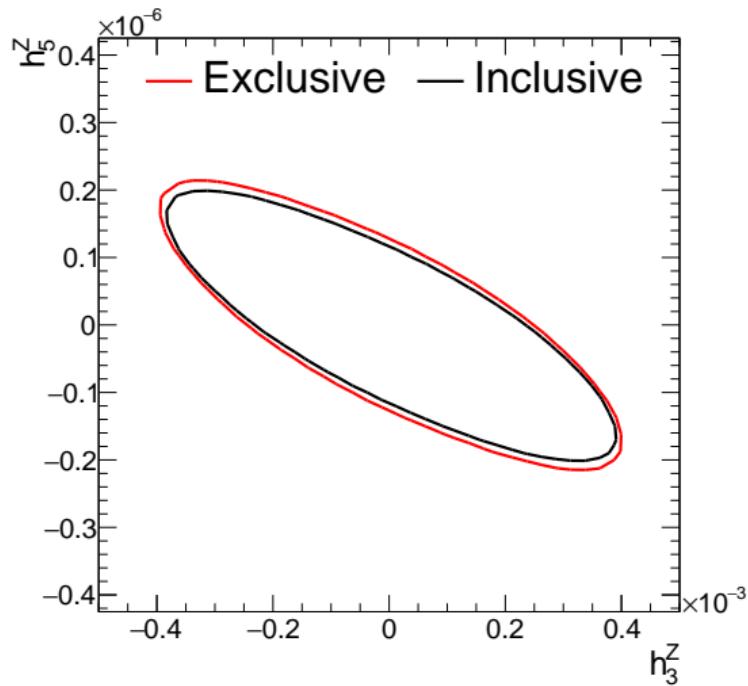
Эксклюзивный случай



Двумерные пределы



Двумерные пределы



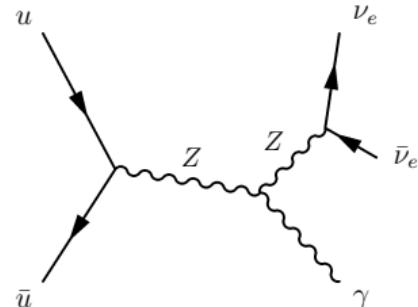
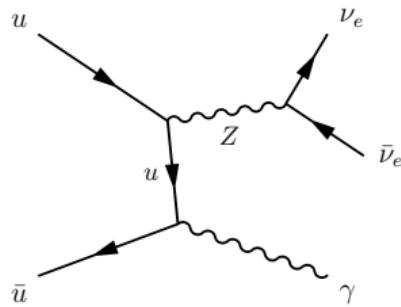
Исследуемый процесс

В данной работе исследуются нейтральные трехбозонные вершины на основе процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, т. к. данный процесс имеет высокую чувствительность к нейтральным трехбозонным взаимодействиям.

в рамках СМ

Диаграммы Фейнмана рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$:

за пределами СМ — включает в себя аномальную вершину



Критерии отбора событий для сигнального процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ [7]

Число жестких фотонов	$N_\gamma = 1$
Координатная переменная фотона	$ \text{ph_z_point} < 250$ мм
Поперечный импульс фотона	$p_T^\gamma > 150$ ГэВ
Недостающий поперечный импульс	$E_T^{miss} > 130$ ГэВ
Число лептонов	$(N_\mu + N_e + N_\tau) = 0$
Значимость E_T^{miss} , определяемая как $ \vec{E}_T^{miss} ^2 / (\sigma_L^2 (1 - \rho_{LT}^2))$	$E_T^{miss} \text{ significance} > 11$
Калориметрическая изоляция	$(E_T^{cone20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma) < 0$
Трековая изоляция	$p_T^{cone20} / p_T^\gamma < 0.05$
Разность азимутальных углов между p_T^{miss} и фотоном	$\Delta\phi(\vec{p}_T^{miss}, \gamma) > 0.6$
Разность азимутальных углов между p_T^{miss} и лидирующей струей	$\Delta\phi(\vec{p}_T^{miss}, j_1) > 0.3$
Количество адронных струй в инклюзивном случае	$N_{jet} \geq 0$
Количество адронных струй в эксклюзивном случае	$N_{jet} = 0$