

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

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

НИЯУ МИФИ

30.01.2026

Цель работы: поиск отклонений от СМ в процессе рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.

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

- 1 рассчитать теоретическое интегральное и дифференциальные сечения рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в СМ, оценить их статистические и систематические погрешности;
- 2 смоделировать этот же процесс с учетом аномальных вкладов, определить чувствительную к аномальным взаимодействиям переменную процесса;
- 3 поставить пределы на коэффициенты связи аномальных вершин, используя полную статистическую модель;
- 4 проверить, являются ли полученные пределы унитаризованными.

Теоретические интегральное и дифференциальные сечения

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

Отборы событий [1]:

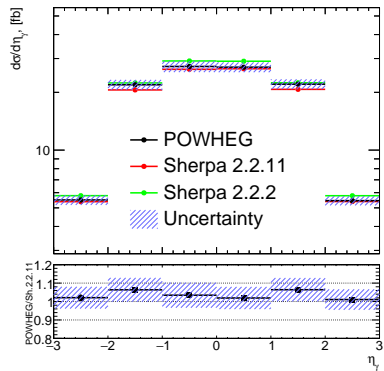
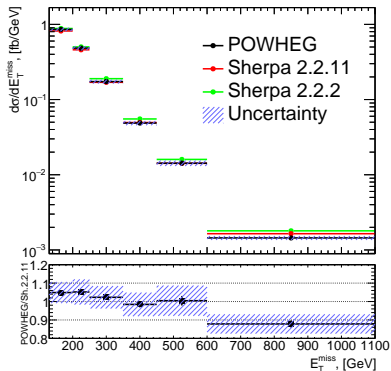
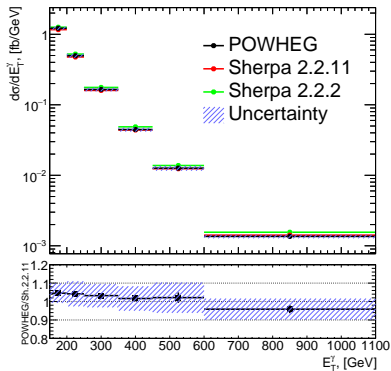
- Фотон: $N_\gamma = 1$, $E_T^\gamma > 150$ ГэВ, $|\eta| < 2.37$
- Струи: $|\eta| < 4.5$, $p_T > 50$ ГэВ, $\Delta R(\text{jet}, \gamma) > 0.3$
- Нейтрино: $p_T^{\mu\nu} > 130$ ГэВ

Генератор	Порядок сечения pQCD (+PS)	Интегральное сечение [фб]
POWHEG [2]	NNLO	109.2 ± 0.5 (стат.) ± 6.2 (сист.)
Sherpa 2.2.11 [3]	NLO	104.9
Sherpa 2.2.2 [3]	NLO	117.2

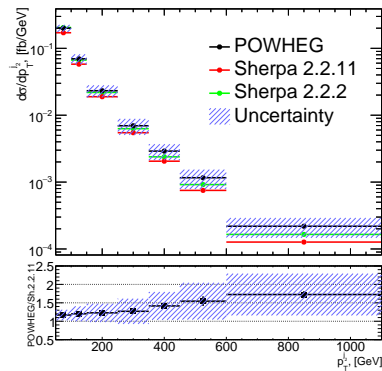
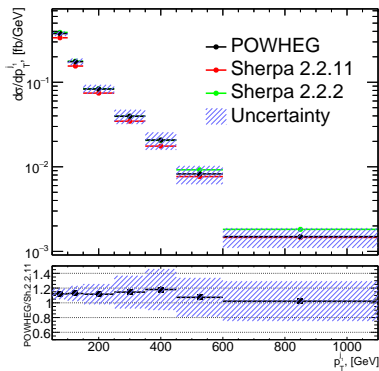
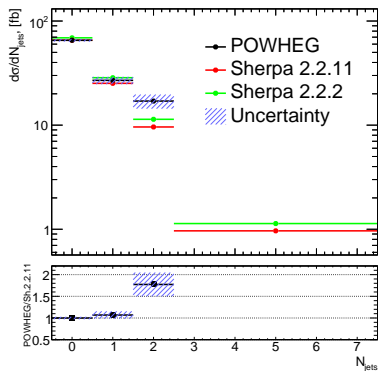
Дифференциальные сечения рассчитаны для 8 кинематических переменных:

$$p_T^\gamma, E_T^{\text{miss}}, N_{\text{jets}}, \eta_\gamma, p_T^{j_1}, p_T^{j_2}, |\Delta\phi(j_1, j_2)|, |\Delta\phi(Z, j)|$$

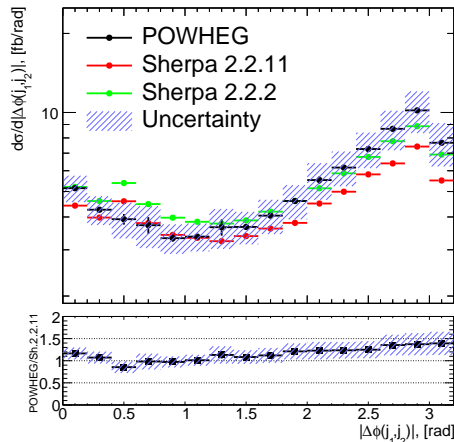
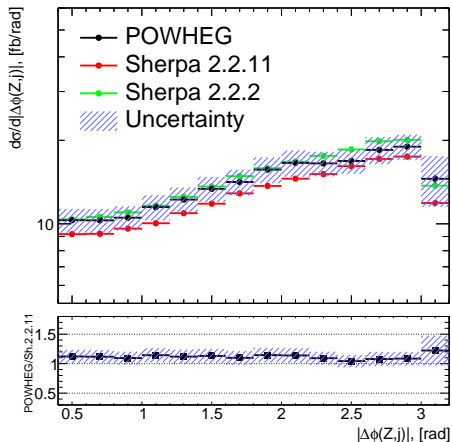
Теоретические дифференциальные сечения



Теоретические дифференциальные сечения



Теоретические дифференциальные сечения



Теоретическое введение в формализм

Вершинная функция [4, 5, 6]

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

Аномальная добавка [4, 5, 6]

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

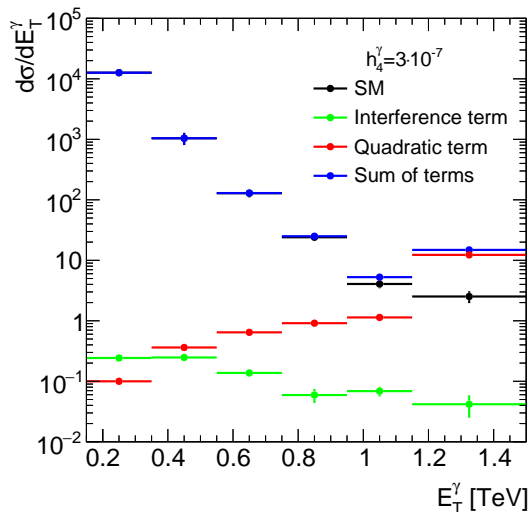
На коэффициенты связи — h_i^V — можно поставить ограничения.

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.

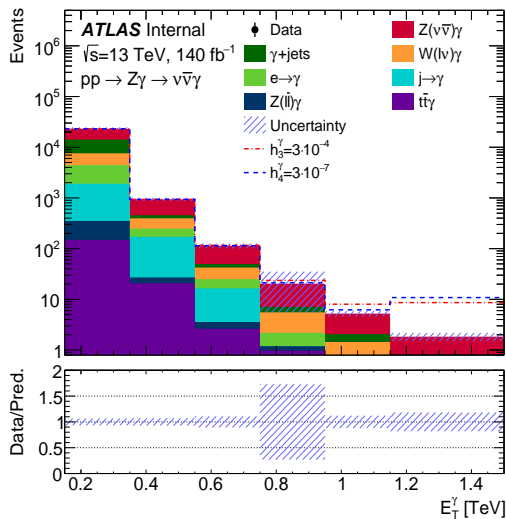
$$\begin{aligned}\mathcal{A} &= \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i \\ |\mathcal{A}|^2 &= |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2\end{aligned}\quad (3)$$

Для моделирования отдельных слагаемых используется **MadGraph5** [7].



Модель и отборы

- В модели учитываются все фоновые процессы [8, 9].
- Учтены все систематические погрешности [1].
- Модель включает в себя полную симуляцию детектора АТЛАС в Geant4 [10].
- Основные отборы [1]:
 $p_T^\gamma > 150$ ГэВ,
 $N_\gamma = 1$, $N_{e,\mu,\tau} = 0$,
 $E_T^{miss} > 130$ ГэВ,
 $p_T^{jet} > 50$ ГэВ



Постановка одномерных пределов

Сравнение ожидаемых одномерных пределов с доверительной вероятностью 95% на $h_3^\gamma, h_3^Z, h_4^\gamma, h_4^Z, h_5^\gamma, h_5^Z$ в упрощенной и полной статистических моделях.

Коэф.	Упрощенная стат. модель	Полная стат. модель
h_3^γ	$(-2.2, 2.2) \times 10^{-4}$	$(-2.4, 2.5) \times 10^{-4}$
h_3^Z	$(-2.0, 2.1) \times 10^{-4}$	$(-2.2, 2.3) \times 10^{-4}$
h_4^γ	$(-2.0, 2.0) \times 10^{-7}$	$(-2.6, 2.6) \times 10^{-7}$
h_4^Z	$(-2.0, 2.0) \times 10^{-7}$	$(-2.6, 2.6) \times 10^{-7}$
h_5^γ	$(-1.0, 1.0) \times 10^{-7}$	$(-1.3, 1.3) \times 10^{-7}$
h_5^Z	$(-0.9, 1.2) \times 10^{-7}$	$(-1.3, 1.3) \times 10^{-7}$

- Было установлено, что коэффициенты h_3^V, h_4^V, h_5^V ведут себя аналогичным образом с h_1^V, h_2^V, h_6^V .
- В упрощенной стат. модели систематическая погрешность была принята равной 10%.
- Полная стат. модель включает в себя все систематические погрешности.

Унитаризация

Границы унитарности для двух коэффициентов связи [6]:

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

Унитарность нарушается при **16 ТэВ** для h_3^Z и при **17 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:

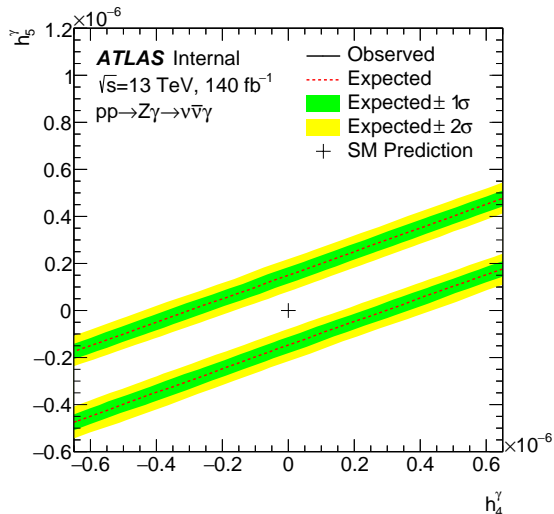
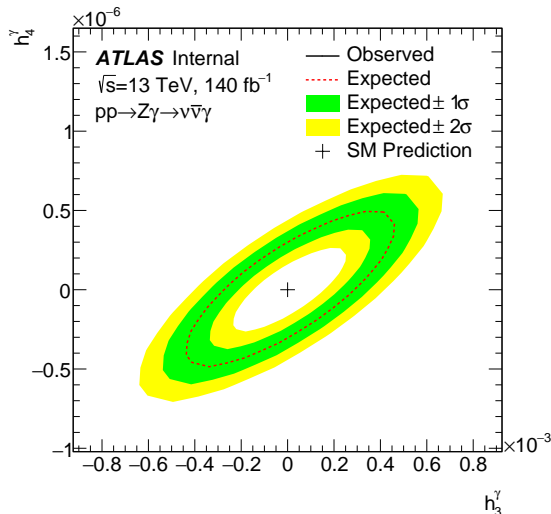
$$|h_4^Z| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_4^\gamma| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}, \quad (5)$$

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

Унитарность нарушается при **9 ТэВ** для h_4^Z , h_5^Z и при **10 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 получены **теоретические интегральное и дифференциальные сечения** для процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, рассчитаны статистические и систематические погрешности для них.
- Поставлены ожидаемые одномерные и двумерные **пределы на шесть коэффициентов связи** в полной статистической модели. Пределы ухудшились на 8-30% по сравнению с тем, что было получено в упрощенной модели.
- 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.

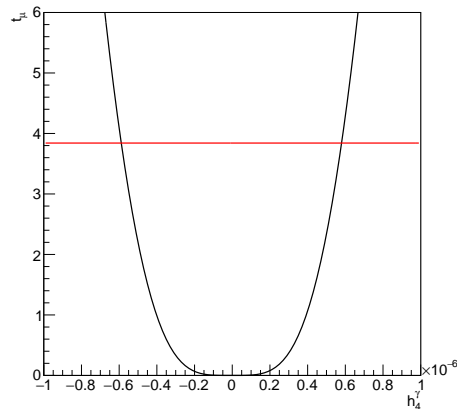
В дальнейшем планируется:

- поставить наблюдаемые пределы;
- решить проблему искажения распределений интерференционных слагаемых, вызванную учетом pile-up, который в текущей работе не учитывался;
- рассчитать сечение на уровне NLO(EWK).

Спасибо за внимание!

Back-Up

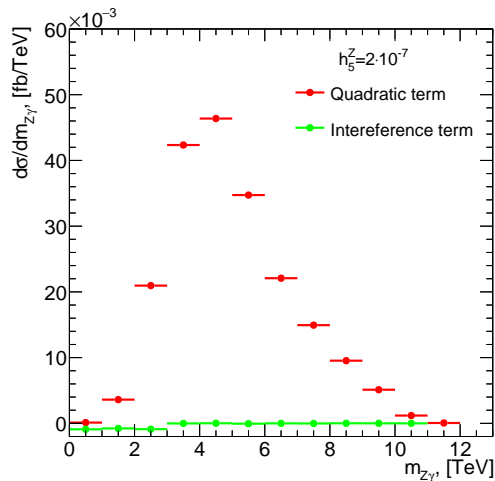
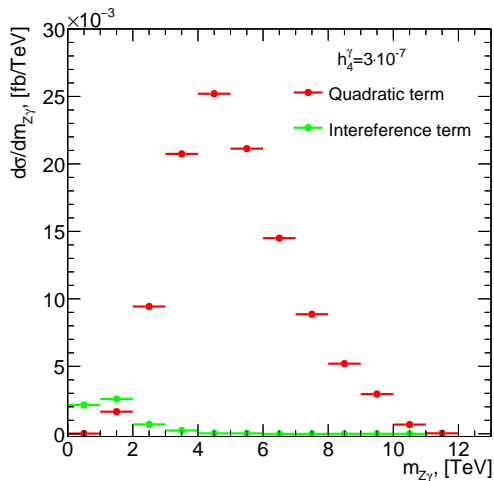
$$t_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (8)$$



Одномерные пределы

Коэф.	Полная стат. модель	Опубликованные пределы [11, 8]
h_3^γ	$(-2.4, 2.5) \times 10^{-4}$	$(-3.4, 3.5) \times 10^{-4}$
h_3^Z	$(-2.2, 2.3) \times 10^{-4}$	$(-2.2, 2.2) \times 10^{-4}$
h_4^γ	$(-2.6, 2.6) \times 10^{-7}$	$(-4.4, 4.3) \times 10^{-7}$
h_4^Z	$(-2.6, 2.6) \times 10^{-7}$	$(-4.1, 4.2) \times 10^{-7}$
h_5^γ	$(-1.3, 1.3) \times 10^{-7}$	—
h_5^Z	$(-1.3, 1.3) \times 10^{-7}$	—

Распределения по $m_{Z\gamma}$



Получение границ унитарности

Амплитуда парциальной волны [2]:

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

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

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

Амплитуды рассеяния

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

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

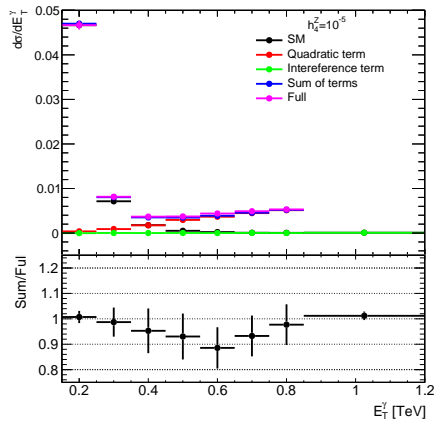
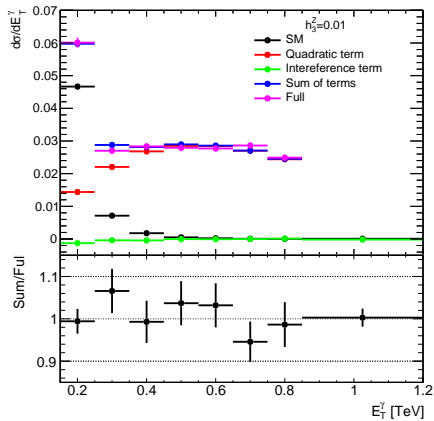
$$h_5^\gamma : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}} \begin{pmatrix} -- & -+ \\ +- & ++ \end{pmatrix} = \frac{Qe^2}{2m_Z^4} \hat{s}(\hat{s} - m_Z^2) \sin\theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

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

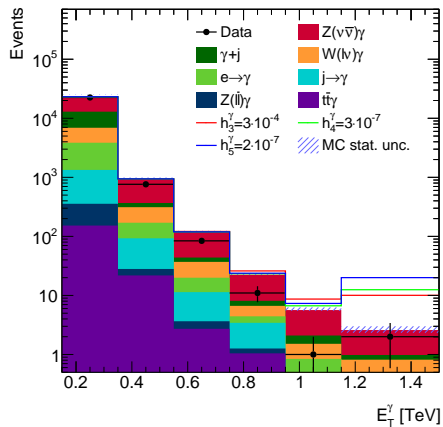
$$h_5^Z : \quad \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Qs_W^2)e^2}{4c_W s_W m_Z^2} \hat{s}^{3/2} (\hat{s} - m^2) (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (15)$$

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

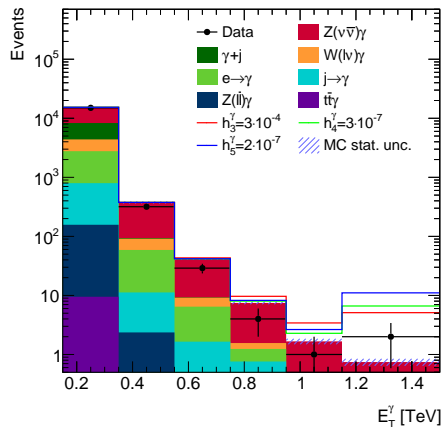
Проверка метода декомпозиции



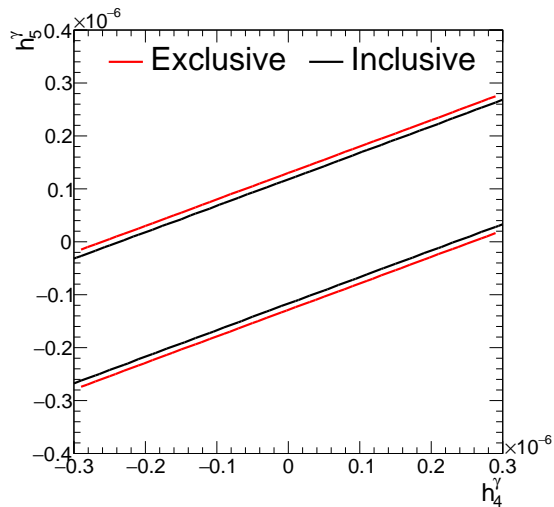
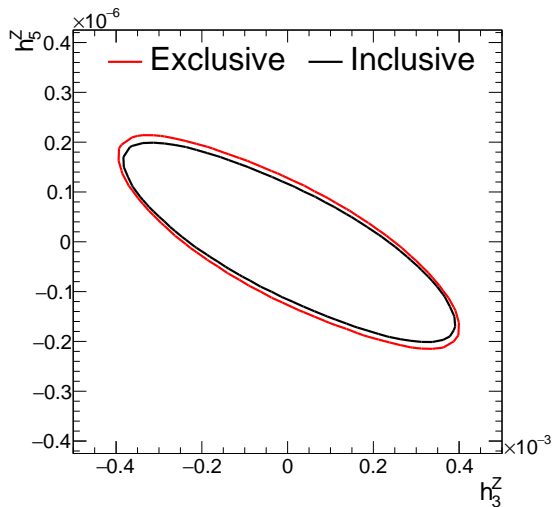
Инклюзивный случай



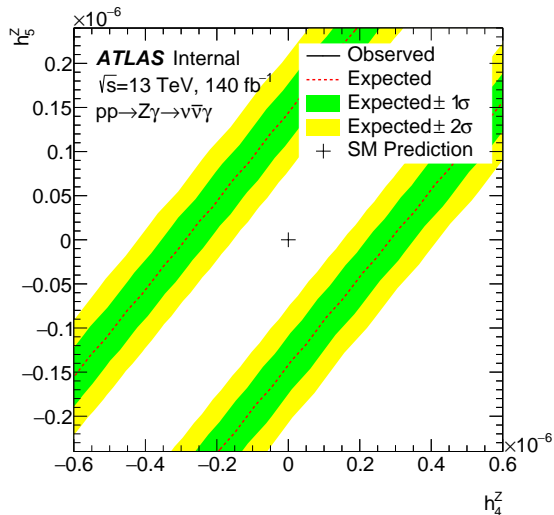
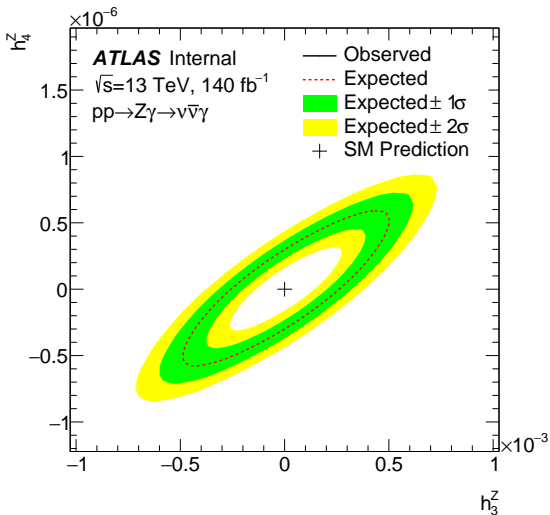
Эксклюзивный случай



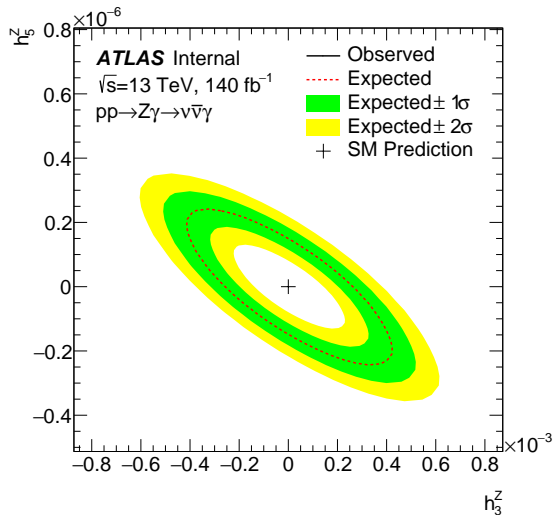
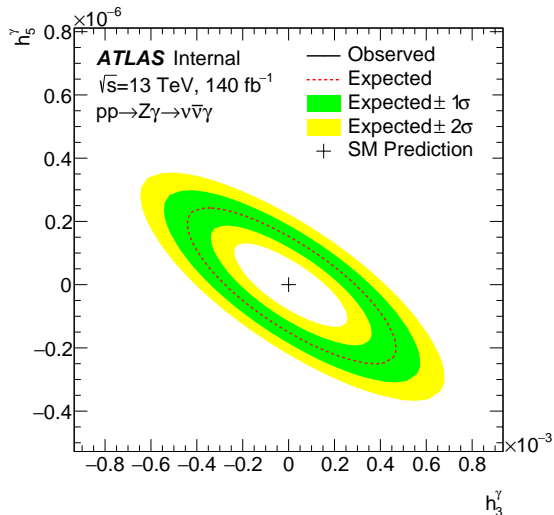
Двумерные пределы



Двумерные пределы



Двумерные пределы

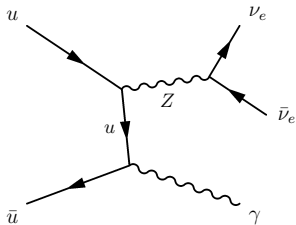


Исследуемый процесс

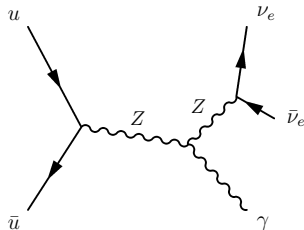
В данной работе исследуются нейтральные трехбозонные вершины на основе процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, т. к. данный процесс имеет высокую чувствительность к нейтральным трехбозонным взаимодействиям.

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

в рамках СМ



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