

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН В ФОРМАЛИЗМЕ
ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ
Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС**

Студент _____ А. А. Чехонина

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант _____ А. Е. Семушин

Москва 2024

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН В ФОРМАЛИЗМЕ
ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ
Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС**

Студент _____ А. А. Чехонина

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант _____ А. Е. Семушин

Рецензент,
д.ф.-м.н. _____ С. Р. Слабоспицкий

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Реферат

Отчет 88 с., 47 рис., 12 табл., 39 источн., 2 прил.

Ключевые слова

Трехбозонные взаимодействия, Z -бозон, фотон, АТЛАС, формализм вершинной функции, коэффициенты связи, Монте-Карло моделирование, метод декомпозиции, функция правдоподобия, унитарность

Цель работы

Развитие метода постановки ограничений и получение наиболее строгих в мире пределов на константы связи в формализме вершинной функции.

Использованные методы и инструментарий

1. Моделирование процессов в Монте-Карло генераторах событий MadGraph5, Pythia8, Delphes3.
2. Обработка данных в пакете ROOT.
3. Программное обеспечение коллаборации АТЛАС — Athena.

Полученные результаты

В работе произведено сравнение различных кинематических переменных, описывающих рождение Z -бозона с фотоном в pp -столкновениях. Среди них была выявлена наиболее чувствительная переменная — поперечная энергия фотона, а также обнаружены чувствительные к СР-нарушению переменные. С помощью распределения по поперечной энергии фотона были поставлены одномерные и двумерные пределы на 6 коэффициентов связи. Для четырех коэффициентов получено значительное улучшение ограничений по сравнению с наиболее строгими опубликованными. Для других двух пределы ставились впервые, так как коэффициенты являются новыми. При генерации наборов событий проверен и применен метод декомпозиции. Установлено, что полученные пределы являются унитаризованными. Чтобы это проверить, для четырех из шести коэффициентов в работе были выведены формулы, определяющие границу унитарности. Оценено влияние дополнительного отбора на адронные струи на постановку пределов, показано, что в инклюзивном случае результаты получаются точнее. Проверено, что ограничения получаются строже, если при построении функции правдоподобия для постановки пределов использовать распределение, а не один оптимизированный бин.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1 Теоретическое введение	7
1.1 Стандартная модель	7
1.2 Формализм вершинной функции	9
1.3 Унитарность S -матрицы и клиппинг	11
2 Экспериментальная установка	15
2.1 Большой адронный коллайдер	15
2.2 Детектор АТЛАС	16
2.2.1 Специальная система координат и специальные кинематические переменные	17
2.2.2 Внутренний детектор	18
2.2.3 Калориметры	20
2.2.4 Мюонный спектрометр и тороидальные магниты	21
2.2.5 Триггеры и отбор данных	22
3 Программное обеспечение	23
3.1 Монте-Карло моделирование	23
4 Методика постановки пределов	25
4.1 Метод декомпозиции	25
4.2 Тестовая статистика	26
5 Используемые данные	28
6 Результаты	30
6.1 Первоначальные тестирования	30
6.1.1 Описание модели и отборы	30
6.1.2 Поиск чувствительных к аномальным взаимодействиям переменных	31

6.1.3	Проверка работы метода декомпозиции	34
6.1.4	Постановка пределов в упрощенной модели	38
6.2	Второй этап тестирований	42
6.2.1	Поиск чувствительных к аномальным взаимодействиям и СР-нарушению переменных	42
6.2.2	Проверка моделей MadGraph	45
6.2.3	Описание улучшенной модели и вторая постановка пределов	46
6.3	Окончательные результаты	56
Заключение		63
Список использованных источников		64
Приложения		68
А	Распределения по переменным, использованным при поиске чувствительных переменных в рамках первого тестирования	68
Б	Распределения по переменным, использованным при поиске чувствительных к аномальным взаимодействиям и СР-нарушению переменных	71

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) — теория об элементарных частицах, их строении и взаимодействиях. СМ считается неполной теорией, т.к. в природе есть процессы и явления, которые она не может объяснить. СМ не включает гравитационное взаимодействие, не описывает состав темной материи, существование которой доказано в космологических исследованиях [1]. В теории есть проблема иерархии поколений, которая заключается в том, что наблюдаемые массы трех поколений фермионов отличаются в десятки раз, хотя другие свойства этих частиц совпадают [2]. Существование осцилляций нейтрино [3] является экспериментальным фактом неполноты теории. Чтобы преодолеть подобные трудности, ей требуется расширение. Явления, выходящие за рамки СМ, называют «новой физикой».

В современной физике частиц сложилось два подхода к поиску «новой физики»: прямой и косвенный. Первый — заключается в детектировании подлинного рождения частиц по продуктам их распада. Примером может служить открытие бозона Хиггса экспериментами Большого адронного коллайдера [4]. Второй — состоит в изучении взаимодействий уже известных частиц и имеет преимущество в том, что он позволяет искать проявления новой физики при энергиях, меньших по сравнению с массами новых частиц. В данной работе рассматривается последний метод поиска физики за пределами СМ и реализуется в поиске аномальных вершин взаимодействий. Таким образом, рассматриваемый в работе метод является модельнонезависимым и позволяет искать «новую физику», не привязываясь к требованиям конкретной модели.

Формализм вершинной функции позволяет параметризовать взаимодействия Z -бозонов и фотонов, которые запрещены в СМ, поэтому называются аномальными. В качестве параметров выступают коэффициенты связи, которые являются неизвестными величинами, но на них возможно поставить пределы, и это будет означать наложение ограничений на проявления физики за рамками СМ. Для поиска аномальных взаимодействий в данной работе используется процесс рождения $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ в

pp -столкновениях, потому что он обладает высокой чувствительностью к нейтральным трехбозонным взаимодействиям. Для анализа выбран нейтринный канал, потому что адронный канал имеет большой фон от адронных струй, не поддающийся контролю, а лептонный — меньшую вероятность распада [5].

Целью данной работы является 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:

- 1) определить чувствительные к аномальным взаимодействиям переменные процесса, дополнительно проверить чувствительность к CP-нарушению;
- 2) произвести Монте-Карло моделирование рождения Z -бозона с фотоном с учетом вклада аномальных вершин в амплитуду и без него;
- 3) поставить ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты связи аномальных вершин разными способами для определения наиболее эффективного, в частности, оценить влияние отборов на адронные струи на пределы;
- 4) проверить, являются ли полученные пределы унитаризованными;

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1.1. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Стандартная модель — теория об элементарных частицах, которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными [6]. Она включает в себя теорию Вайнберга-Салама-Глэшоу, описывающую электрослабые взаимодействия, и квантовую хромодинамику, которая описывает сильные взаимодействия. СМ построена на теории полей Янга-Миллса с калибровочной группой $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Калибровочные поля, которые соответствуют ненарушенной группе $SU(3)_C$, описывают сильное взаимодействие. Здесь индекс C означает цветовой заряд. Прямое произведение групп $SU(2)_L \times U(1)_Y$ описывает единую теорию электрослабого взаимодействия. Здесь индекс L означает, что группа имеет фундаментальное представление только для левых частиц, а Y обозначает гиперзаряд. При низких энергиях данная симметрия спонтанно нарушается до группы $U(1)_{эм}$, соответствующей классической электродинамике. При этом необходимо отметить, что ненарушенная группа $U(1)_{эм}$ не совпадает с группой $U(1)_Y$.

Группа $U(1)_Y$ имеет один генератор $Y/2$, где Y — сохраняющийся гиперзаряд и одно калибровочное поле B_μ . В группе $SU(2)_L$ имеются три генератора $\sigma_i/2$, где σ_i — матрицы Паули ($i = \overline{1, 3}$), и три первичных калибровочных поля W_μ^i . Так как эти матрицы не коммутируют между собой, $SU(2)_L$ -симметрия является неабелевой. Генераторами $SU(3)_C$ являются величины $\lambda_i/2$, где λ_i — матрицы Гелл-Манна ($i = \overline{1, 8}$). Они не коммутируют, поэтому $SU(3)_C$ -симметрия является неабелевой.

Бозонами называют частицы с целым значением спина. Из известных фундаментальных частиц к ним относятся фотон, глюон, W -бозон, Z -бозон и бозон Хиггса. Фермионами называются частицы с полуцелыми значениями спина. К фермионам СМ относятся лептоны и шесть кварков

u, d, s, c, b, t . Лептонам, в свою очередь, являются электрон e^- , мюон μ , τ -лептон и три нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Лептоны и кварки предполагаются бесструктурными частицами, т.е. фундаментальными. Кварки, в отличие от лептонов, участвуют в сильных взаимодействиях, являются составными частями адронов и экспериментально в свободном виде не наблюдаются. Более подробная классификация элементарных частиц строится на квантовых числах. Три из них связывает между собой формула Гелл-Манна-Нишиджимы [7]:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.1)$$

где Q — сохраняющийся электрический заряд, T_3 — проекция слабого изоспина, сохраняющаяся в электрослабых взаимодействиях величина в силу симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Электрон, мюон и τ -лептон имеют заряд $Q = -1$, нейтрино являются электрически нейтральными. Кварки u, c, t имеют электрический заряд $2/3$, а d, s, b — заряд $-1/3$ в единицах элементарного заряда ($e > 0$). Согласно квантовой теории поля каждой частице соответствует античастица. Частица и античастица имеют одинаковую массу, спин, время жизни, что является следствием СРТ-теоремы. Однако их заряды противоположны по знаку. Кроме того, в СМ есть истинно нейтральные частицы, которые являются сами себе античастицами. К ним относятся фотон, Z -бозон, бозон Хиггса.

Лагранжиан электрослабой теории, описывающий частицы и их взаимодействия, имеет следующий вид [7; 8]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_\psi + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_G, \quad (1.2)$$

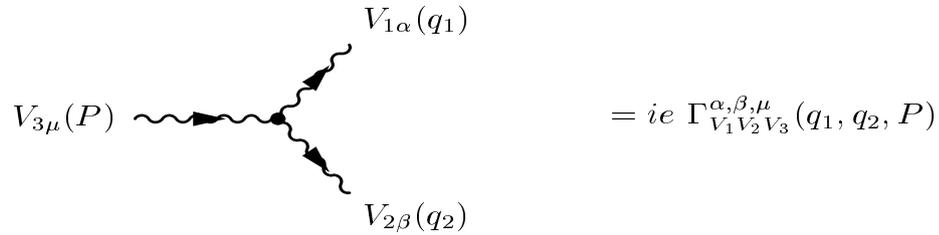
где \mathcal{L}_ψ — лагранжиан, описывающий свободные фермионы и их взаимодействия с калибровочными бозонами; \mathcal{L}_Y — лагранжиан, описывающий взаимодействие фермионов с бозоном Хиггса и массы фермионов; \mathcal{L}_H — лагранжиан, описывающий свободный бозон Хиггса, его взаимодействие с калибровочными бозонами и их массу; \mathcal{L}_G — лагранжиан свободных калибровочных полей, описывающих в т.ч. их самовзаимодействие.

1.2. ФОРМАЛИЗМ ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ

При рассмотрении независимого от модели подхода к аномальным взаимодействиям необходимо учитывать ряд желательных особенностей: должна быть возможность восстановить СМ в соответствующем пределе; теория должна быть общей, чтобы охватить любые явления за рамками СМ; должна соблюдаться Лоренц-инвариантность. Кроме того, расширение СМ должно удовлетворять аксиомам унитарности, аналитичности S -матрицы.

В конце 1970-х годов в физику элементарных частиц введены две концептуальные основы: эффективная теория поля (ЭТП) и формализм вершинной функции [9]. В данной работе рассматривается вторая концепция, которая позволяет исследовать конкретные вершины взаимодействий, в то время как каждый оператор ЭТП, как правило, предсказывает много разных аномальных вершин. Это является достоинством данного подхода.

Наиболее общее правило Фейнмана для функции взаимодействия трех калибровочных бозонов $V_1 V_2 V_3$ определено на рисунке 1.1.



$$V_{3\mu}(P) \text{ --- } \text{---} V_{1\alpha}(q_1) \text{ ---} \text{---} V_{2\beta}(q_2) = ie \Gamma_{V_1 V_2 V_3}^{\alpha, \beta, \mu}(q_1, q_2, P)$$

Рисунок 1.1 — Диаграмма Фейнмана для общей вершины $V_1 V_2 V_3$

Вершинная функция взаимодействия трех векторных бозонов Z, γ, V , где V — γ или Z , имеет следующий вид [10–12]:

$$\begin{aligned}
\Gamma_{Z\gamma V}^{\alpha\beta\mu}(q_1, q_2, P) = & \frac{i(P^2 - m_V^2)}{m_Z^2} \left\{ h_1^V (q_2^\mu g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha g^{\mu\beta}) + \right. \\
& + \frac{h_2^V}{m_Z^2} P^\alpha [(Pq_2)g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta] - \left(h_3^V + h_5^V \frac{P^2}{m_Z^2} \right) \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} q_{2\rho} - \frac{h_4^V}{m_Z^2} P^\alpha \epsilon^{\mu\beta\rho\sigma} P_\rho q_{1\sigma} + \\
& \left. + \frac{h_6^V}{m_Z^2} P^2 [q_2^\alpha g^{\mu\beta} - q_2^\mu g^{\alpha\beta}] \right\}, \tag{1.3}
\end{aligned}$$

где q_1, q_2, P — импульсы Z, γ и V ; V — фотон или Z -бозон, находящийся вне массовой поверхности, в то время как два других бозона находятся на массовой поверхности; $\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}$ — символ Леви-Чивиты (антисимметричный псевдотензор); $g^{\alpha\beta}$ — метрический тензор; h_i^V — параметры тройной вершины ($i = \overline{1, 6}$), m_Z — масса Z -бозона. До сих пор величина коэффициентов h_i^V неизвестна. Величины h_i^V — параметры взаимодействия, коэффициенты связи — являются безразмерными. Члены с параметрами h_1^V, h_2^V, h_6^V нарушают СР-инвариантность; в то время как члены с h_3^V, h_4^V, h_5^V сохраняют её. Дополнительный множитель i введен для того, чтобы связанный с ним эффективный лагранжиан «новой физики» был эрмитовым, его знак является условностью [10].

Подход с использованием вершинных функций является аналогом лагранжевого подхода в импульсном пространстве. Аномальная добавка к эффективному лагранжиану имеет следующий вид [10–12]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \frac{e}{m_Z^2} \left\{ -[h_1^\gamma \partial^\sigma A_{\sigma\mu} + h_1^Z \partial^\sigma Z_{\sigma\mu}] Z_\beta A^{\mu\beta} - \left[\frac{h_2^\gamma}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta \partial^\rho A_{\rho\mu} + \right. \right. \\
& + \frac{h_2^Z}{m_Z^2} \partial_\alpha \partial_\beta (\partial^2 + m_Z^2) Z_\mu \left. \right] Z^\alpha A^{\mu\beta} - [h_3^\gamma \partial_\sigma A^{\sigma\rho} + h_3^Z \partial_\sigma Z^{\sigma\rho}] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} + \\
& + \left[\frac{h_4^\gamma}{2m_Z^2} \partial^2 \partial^\sigma A^{\rho\alpha} + \frac{h_4^Z}{2m_Z^2} (\partial^2 + m_Z^2) \partial^\sigma A^{\rho\alpha} \right] Z_\sigma \tilde{A}_{\rho\alpha} - \\
& \left. - \left[\frac{h_5^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_5^Z}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha \tilde{A}_{\rho\alpha} - \left[\frac{h_6^\gamma}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma A^{\rho\sigma} + \frac{h_6^Z}{m_Z^2} \partial^2 \partial_\sigma Z^{\rho\sigma} \right] Z^\alpha A_{\rho\alpha} \right\}. \tag{1.4}
\end{aligned}$$

где $\tilde{A}_{\mu\nu} = 1/2\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}A^{\rho\sigma}$ с $A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ и аналогично для тензора напряженности поля Z -бозона.

1.3. УНИТАРНОСТЬ S -МАТРИЦЫ И КЛИППИНГ

S -матрица амплитуд вероятности перехода из начального состояния квантовой системы в отдаленном прошлом ($t \rightarrow -\infty$) в конечное состояние в отдаленном будущем ($t \rightarrow \infty$) обладает свойством унитарности:

$$SS^\dagger = S^\dagger S = 1, \quad (1.5)$$

т.е. сумма вероятностей получить из начального состояния все возможные конечные равна единице. Для выделения части S -матрицы, отвечающей взаимодействию, определяется инвариантная амплитуда \mathcal{T} [13]:

$$S = 1 + i\mathcal{T}. \quad (1.6)$$

Из данного выражения и унитарности S -матрицы 1.5 следует:

$$\mathcal{T}^\dagger \mathcal{T} = 2\text{Im}\mathcal{T}. \quad (1.7)$$

Если взять матричный элемент обеих частей этого отношения между идентичными состояниями двух тел и подставить в его левую часть полный набор промежуточных состояний, получится [14]:

$$\int_{\text{PS}_2} |\mathcal{T}_{\text{el}}[2 \rightarrow 2]|^2 + \sum_n \int_{\text{PS}_n} |\mathcal{T}_{\text{inel}}[2 \rightarrow n]|^2 = 2\text{Im}\mathcal{T}_{\text{el}}[2 \rightarrow 2], \quad (1.8)$$

где слева интегралы по PS_2 и PS_n обозначает интегрирование в фазовом пространстве двух и n тел соответственно, во втором члене суммирование ведется по всем неупругим каналам ($n > 2$). Если умножить слагаемые на $1/2\hat{s}$, где $\sqrt{\hat{s}}$ — это энергия исходных частиц в системе центра масс, то слева получится полное сечение процесса. Обозначение со шляпкой вводится, чтобы не возникало путаницы с $\sqrt{s}=13$ ТэВ, введенной в главе 2. Таким образом, перед нами появится стандартный вид оптической теоремы, которая утверждает, что мнимая часть амплитуды рассеяния вперед

пропорциональна полному сечению взаимодействия. Рисунок 1.2 наглядно иллюстрирует данное утверждение.

$$2 \operatorname{Im} \left(\text{Diagram} \right) = \sum_f \int d\Pi_f \left(\text{Diagram}_1 \right) \left(\text{Diagram}_2 \right)$$

Рисунок 1.2 — Оптическая теорема. Мнимая часть амплитуды возникает за счет вклада всех возможных многочастичных состояний [13]

Амплитуду \mathcal{T} можно разложить по парциальным волнам. Для процесса рождения Z -бозона с фотоном при аннигиляции фермиона f и антифермиона \bar{f} амплитуду J -ой парциальной волны записывают следующим образом [11]:

$$a_J = \frac{1}{32\pi} e^{i(\nu' - \nu)\phi} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) d_{\nu'\nu}^J(\cos\theta) \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}, \lambda_Z \lambda_\gamma}, \quad (1.9)$$

где ϕ и θ — азимутальный и полярный угол соответственно; $\nu = s_f - s_{\bar{f}} = \pm 1$ и $\nu' = \lambda_Z - \lambda_\gamma = 0, \pm 1$ — разность спиральностей начальных и конечных частиц соответственно. Исходя из значений разности спиральностей, $J = 0$ не может быть использовано, т.к. нет соответствующих d -функций Вигнера; при $J = 2$ и выше, амплитуды парциальных волн обращаются в ноль, поэтому вклад дает только $J = 1$. Соответствующие d -функции Вигнера удовлетворяют условию ортонормировки $\int_{-1}^1 dx d_{\nu'\nu}^J(x) d_{\nu'\nu}^{J'}(x) = \frac{2\delta_{JJ'}}{2J+1}$ и имеют вид $d_{1,0}^1 = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin\theta$ и $d_{1,\pm 1}^1 = -\frac{1}{2}(1 \pm \cos\theta)$. Предполагается ультрарелятивистский предел, т.е. массы частиц в исходном состоянии много меньше \sqrt{s} . Из оптической теоремы следуют ограничения на амплитуды парциальных волн и их действительные части [11; 14]:

$$|\operatorname{Re} a_J| \leq \frac{1}{2}, \quad |a_J| < \frac{1}{2}. \quad (1.10)$$

Применяя условие унитарности 1.10 к действительной части парциальной амплитуды при $J = 1$, получают следующие оценки унитарности

главных вкладов для четырех коэффициентов связи $h_{3,1}^V$ [12]:

$$|h_{3,1}^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{3/2}}, \quad |h_{3,1}^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{3/2}}, \quad (1.11)$$

где $v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} \approx 246$ ГэВ — постоянная поля Хиггса (где G_F - константа взаимодействия Ферми); Q — электрический заряд фермионов в начальном состоянии; $(s_W, c_W) = (\sin\theta_W, \cos\theta_W)$ — синус и косинус угла Вайнберга; $T_3 = \pm 1/2$ — проекция изоспина для левых фермионов, $T_3 = 0$ — для правых фермионов.

В данной работе были получены амплитуды для 4 коэффициентов связи для различных комбинации спиральностей λ_Z и λ_γ :

$$h_4^\gamma: \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = -\frac{\sqrt{2}Qe^2}{8m_Z^5} \sqrt{\hat{s}} (\hat{s} - m_Z^2)^2 (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (1.12)$$

$$h_5^\gamma: \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}Qe^2}{4m_Z^5} \hat{s}^{3/2} (\hat{s} - m_Z^2) (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (1.13)$$

$$h_5^\gamma: \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}\left(\begin{array}{cc} -- & -+ \\ +- & ++ \end{array}\right) = \frac{Qe^2}{2m_Z^4} \hat{s} (\hat{s} - m_Z^2) \sin\theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

$$h_4^Z: \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Q s_W^2)e^2}{8c_W s_W m_Z^2} \hat{s}^{1/2} (\hat{s} - m^2)^2 (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (1.15)$$

$$h_5^Z: \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}(0\pm) = \frac{\sqrt{2}(T_3 - Q s_W^2)e^2}{4c_W s_W m_Z^2} \hat{s}^{3/2} (\hat{s} - m^2) (\delta_{s_f, \frac{1}{2}} - \delta_{s_f, -\frac{1}{2}} \mp \cos\theta), \quad (1.16)$$

$$h_5^Z: \mathcal{T}^{s_f s_{\bar{f}}}\left(\begin{array}{cc} -- & -+ \\ +- & ++ \end{array}\right) = \frac{(T_3 - Q s_W^2)e^2}{2m_Z^4 s_W c_W} \hat{s} (\hat{s} - m_Z^2) \sin\theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

Путем подстановки 1.12 – 1.17 в формулу 1.9, получены амплитуды парциальных волн. В следствие их ограничения по условию 1.10, найдены следующие границы унитарности:

$$|h_4^Z| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_4^\gamma| < \frac{12\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}, \quad (1.18)$$

$$|h_5^Z| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W c_W (T_3 - Q s_W^2) \hat{s}^{5/2}}, \quad |h_5^\gamma| < \frac{6\sqrt{2}\pi v^2 m_Z^3}{s_W^2 c_W^2 |Q| \hat{s}^{5/2}}. \quad (1.19)$$

Пределы, не удовлетворяющие условиям [1.11](#), [1.18](#), [1.19](#) называют неунитаризованными, т.е. они являются не физическими. Одним из методов унитаризации пределов является клиппинг, который заключается в том, что аномальные вклады выключаются при энергии

$$\sqrt{\hat{s}} > E_{\text{clip}}. \quad (1.20)$$

Энергия E_{clip} называется энергией клиппинга. Для получения результатов выбираются 4 – 5 значений E_{clip} , для каждого находят пределы. При $E_{\text{clip}} = \infty$ результатом окажутся неунитаризованные пределы, а при $E_{\text{clip}} = 0$ пределы поставить нельзя. В данном анализе $\sqrt{\hat{s}}$ — инвариант процесса рождения векторных бозонов равен инвариантной массе нейтрино, антинейтрино с фотоном $m_{\nu\bar{\nu}\gamma}$. Тогда условие [1.20](#) будет выглядеть так:

$$m_{\nu\bar{\nu}\gamma} > E_{\text{clip}}. \quad (1.21)$$

Стоит отметить, что при постановке пределов предсказание СМ, как и данные, остаются неизменными.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

Большой адронный коллайдер (БАК) [15] на данный момент является самым крупным и мощным ускорителем частиц, при проектировании которого была заложена способность сталкивать пучки протонов с энергией центра масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Коллайдер представляет собой кольцевой тоннель, длиной 26.7 км, находящийся под землей на глубине от 45 до 170 м.

Пучок протонов, полученный путем ионизации газообразного водорода, разгоняют в линейном ускорителе до 160 МэВ, в промежуточном циклическом ускорителе до 2 ГэВ, в протонном синхротроне (ПС) до 26 ГэВ, в протонном суперсинхротроне (СПС) до 450 ГэВ и только после этого он попадает в туннель БАК, где ускоряется до 6.8 ТэВ. Встречные пучки протонов пускают по двум вакуумным трубам, которые пересекаются в четырех участках кольца, определяющих местоположение основных экспериментов коллайдера АТЛАС [16], ALICE [17], CMS [18], LHCb [19]. Их схематичное расположение изображено на рисунке 2.1.

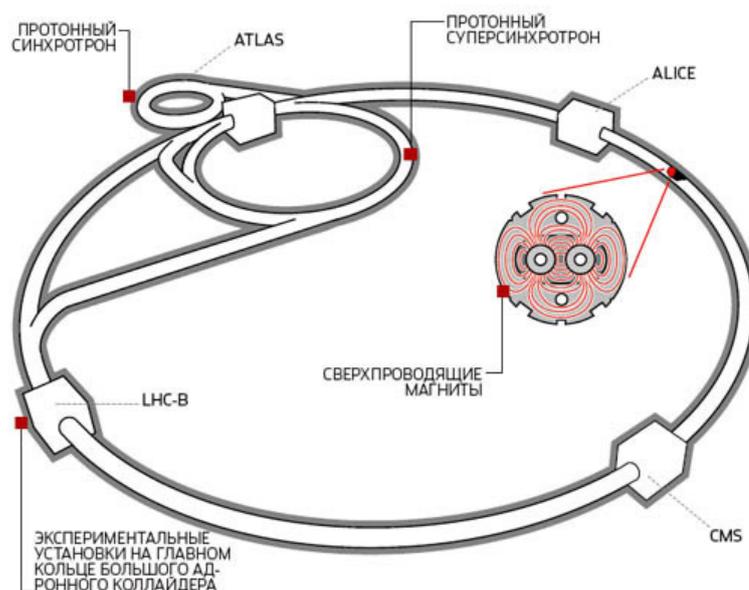


Рисунок 2.1 — Схематическое расположение основных экспериментов Большого адронного коллайдера и двух предускорителей

Ускорение и направление пучков в туннеле регулируется сильным магнитным полем, которое поддерживается сверхпроводящими электромагнитами. Для эффективной работы их охлаждают с помощью жидкого гелия до температур 1.9 – 4.5К, в зависимости от типа магнита.

Самые крупные и многоцелевые детекторы АТЛАС, CMS позволяют изучать различные процессы с частицами высокой энергии. Целью эксперимента ALICE является анализ кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ядер. LHCb предназначен для исследования событий с рождением b-кварка.

Первый запуск БАК произошел 10 сентября 2008 года. Далее работа БАК делится на сеансы набора данных, которые длятся несколько лет и прерываются для модернизации и проверки ускорительной системы. Первый сеанс, основным результатом которого было открытие бозона Хиггса [4], осуществлялся с 2009 по 2013 год при пониженных энергиях, в системе центра масс, не превышающих $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Второй сеанс, позволивший более детально рассмотреть свойства частиц, длился с 2015 по 2018 год при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. С июля 2022 года начался третий сеанс с энергией двух пучков $\sqrt{s} = 13.6$ ТэВ.

Важной характеристикой производительности коллайдера является величина, называемая интегральной светимостью. Она позволяет определить количество столкновений частиц за время проведения эксперимента и вычисляется по формуле

$$\int L dt = \frac{N}{\sigma}, \quad (2.1)$$

где N — количество столкновений частиц; σ — сечение их взаимодействия. Общая интегральная светимость для детектора АТЛАС в первый сеанс составила 30 фб⁻¹ [20]. Во второй сеанс — 140 фб⁻¹ [21]. Планируемая интегральная светимость третьего сеанса — 300 фб⁻¹ [22].

2.2. ДЕТЕКТОР АТЛАС

АТЛАС [16] — многоцелевой детектор, предназначенный для изучения высокоэнергетических частиц. Данный детектор считается самым большим в мире экспериментом на ускорителе. Его длина составляет 43 м,

диаметр 22 м, вес 7 тысяч тонн. Он находится под землей на глубине 100 м. Его основными элементами являются: внутренний детектор, электромагнитный и адронный калориметр, мюонный спектрометр, система магнитов. Модель детектора в разрезе представлена на рисунке 2.2.

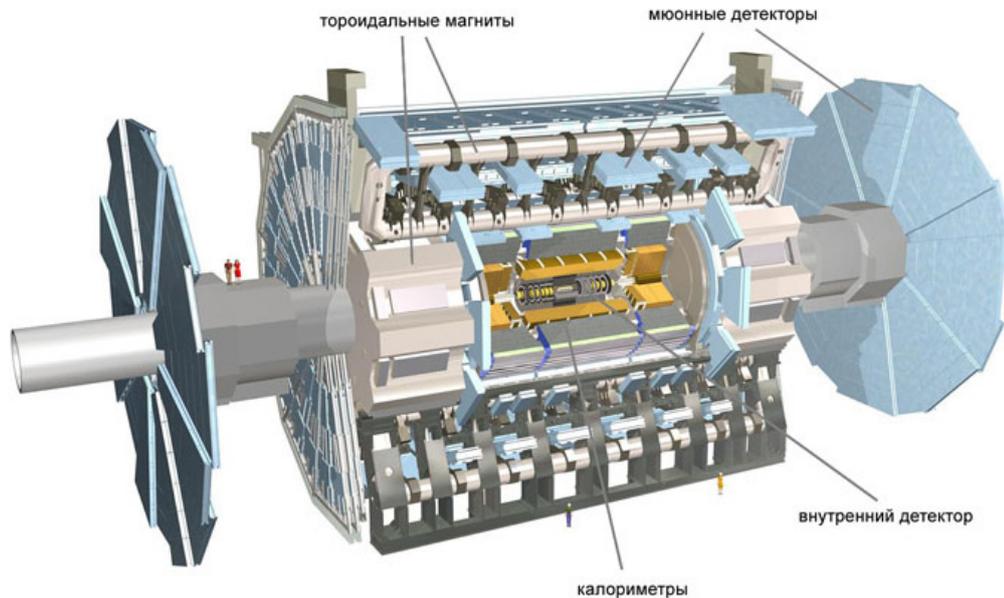


Рисунок 2.2 — Схематичный вид детектора АТЛАС в разрезе с обозначением его основных элементов

2.2.1. СПЕЦИАЛЬНАЯ СИСТЕМА КООРДИНАТ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Для описания процессов, регистрируемых детектором АТЛАС, используют специальную систему координат. Начало системы координат соответствует точке взаимодействия пучков. Ось x ориентируется от точки взаимодействия к центру кольца БАК, ось y направляется вверх. Ось z определяется правилом правой руки. Азимутальный угол ϕ измеряется вокруг оси пучка, полярный угол θ отсчитывается от оси пучка до радиус-вектора. Однако, при анализе в физике частиц принято использовать другую кинематическую переменную, называемую псевдобыстротой. Она определяется следующим выражением

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.2)$$

Данная переменная удобна при анализе протон-протонных столкновений, так как распределения по ней более равномерные, чем по полярному углу. Расстоянием ΔR в пространстве псевдобыстрота-азимутальный угол называют

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (2.3)$$

Поперечный импульс определяется через компоненты трехмерного импульса следующим образом:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.4)$$

Поперечная энергия вычисляется так

$$E_T = E \sin \theta. \quad (2.5)$$

Стоит отметить, что в случае фотона $E_T = p_T$. Поперечный импульс является инвариантным при продольных преобразованиях Лоренца, поэтому его использование оказывается удобным при анализе. Если баланс поперечного импульса нарушен, т.е. сумма (векторная) поперечных импульсов конечных зарегистрированных частиц не равна нулю, как это было до столкновения, то это указывает на наличие в конечном состоянии процесса частиц, не регистрируемых детектором АТЛАС. Такой частицей является, например, нейтрино, которая слабо взаимодействует с веществом и не оставляет следа в детекторе. Частицы такого рода являются основной причиной появления недостающего поперечного импульса p_T^{miss} . Его можно найти, измерив компоненты импульса p_x и p_y конечных частиц и зная, что до столкновения они были равны нулю, можно определить потерянные компоненты p_x^{miss} и p_y^{miss} , которые будут являться составляющими недостающего поперечного импульса $\vec{p}_T^{miss} = \{p_x^{miss}, p_y^{miss}\}$. Недостающая поперечная энергия равна $E_T^{miss} = |p_T^{miss}|$.

2.2.2. ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР

Внутренний детектор [23] является первым слоем вещества, через который проходят частицы, родившиеся в результате столкновений протонов,

т.к. находится ближе всего к пучкам. Детектор довольно компактный: диаметр равен 2.1 м, а длина — 6.2 м. Он окружен тонким сверхпроводящим магнитом, называемым центральным соленоидом. Магнит имеет длину 5.8 м, диаметр 2.56 м, вес 5 тонн и толщину всего 4.5 см. Внутри соленоида протекает ток силой 7.73 кА, создающий аксиальное магнитное поле напряженностью 2 Тл. Поле искривляет траектории частиц, что позволяет определить отношение импульса к электрическому заряду в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Внутренний детектор включает в себя несколько элементов: пиксельный детектор, полупроводниковый трековый детектор, трековый детектор переходного излучения.

Пиксельный детектор располагается в 3.3 см от оси трубы БАК. Он состоит из четырех слоев кремниевых пикселей, суммарное количество которых превышает 92 миллиона. Размер каждого пикселя равен 50×250 мкм² в первом слое и 50×400 мкм² в последующих. Пиксели располагаются на матрицах, к которым подключена считывающая электроника. Суммарное количество матриц в четырех боковых слоях пиксельного детектора составляет 1736. Количество матриц, расположенных на трех дисках по торцам равно 288. Пространственное разрешение составляет 10×115 мкм², что позволяет достаточно точно определить точку рождения частицы и импульс частицы. Общая площадь чувствительных элементов составляет 1.9 м².

Задачей полупроводникового трекового детектора, идущего следом за пиксельным детектором, является восстановление траектории заряженных частиц. Он содержит 4088 модулей из 6 миллионов микрополосковых кремниевых детекторов. Их сборка осуществлена таким образом, что каждая частица пересекает минимум 4 слоя детекторов. Точность измерения равна 25 мкм. На каждом торце располагается 9 дисков с аналогичными модулями. Таким образом, общая площадь датчиков составляет 60 м².

Трековый детектор переходного излучения состоит из 350 848 тонкостенных дрейфовых трубок, расположенных в 40 дисках по торцам и в 96 модулях, образующих 3 цилиндрических слоя (по 32 модуля в каждом слое). Трубки имеют диаметр 4 мм, длину 39 см в торцевых дисках и 144 см в боковых модулях. В центре каждой трубки находится позолоченная вольфрамовая проволока толщиной 30 мкм. Вместе они составляют пару

катод и анод соответственно, с напряжением несколько киловольт. Трубки заполнены газовой смесью. Заряженные частицы ионизируют газ и создают электрический сигнал. К каждой трубке подсоединен считывающий канал. Точность измерения координаты вдоль трубки равна 0.17 мм. Таким образом, детектор обеспечивает добавление около 30 двумерных координат к реконструированным трекам в области $|\eta| < 2.0$ и позволяет с помощью переходного излучения установить тип частицы.

2.2.3. КАЛОРИМЕТРЫ

Центральный соленоид окружен электромагнитными и адронными калориметрами [16; 24], которые измеряют энергию частиц, путем ее поглощения. Калориметры должны обеспечивать хорошее удержание электромагнитных и адронных ливней, а также ограничивать проникновение частиц в мюонную систему. Все калориметры в детекторе АТЛАС являются гетерогенными, т.е. детектирующее вещество и поглощающее вещество располагаются чередующимися слоями. Поглотитель — это вещество, в котором частица, поглощаясь, создает электромагнитный или адронный ливень из новых частиц с небольшой энергией по сравнению с энергией первичной частицы. Детектирующее вещество ионизируется при попадании в него заряженных частиц, в результате чего появляется сигнал.

Ближайший к внутреннему детектору калориметр — электромагнитный. Поглотителем является свинец, в качестве детектирующего вещества выступает жидкий аргон. Для сохранения аргона в жидкой форме, калориметр охлаждают до температуры -184 градусов Цельсия. На торцах калориметр имеет толщину, равную 0.632 м и радиус 2.077 м. Далее на торцах располагается калориметр с медными поглотителями, а детектирующим веществом также выступает жидкий аргон. Он состоит из двух колес толщиной 0.8 м и 1.0 м, радиусом 2.09 м. Общая длина данной конструкции составляет 6.4 м, а толщина 53 см.

Внутри колес помещен передний калориметр, имеющий три модуля радиусом 0.455 м и толщиной 0.450 м каждый. Первый модуль является электромагнитным калориметром и в качестве поглотителя использована медь, последующие — адронные, поглотителем является вольфрам.

Внешнюю боковую цилиндрическую часть образует адронный калориметр, состоящий из трех модулей. Центральный модуль имеет длину 5.8 м. Боковые блоки имеют длину 2.6 м. Поглощающим материалом является сталь, а в качестве детектирующего материала используют сцинтилляционную плитку. При прохождении через сцинтиллятор, частица создает вспышку из фотонов, которые в свою очередь преобразуются в ток.

2.2.4. МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР И ТОРОИДАЛЬНЫЕ МАГНИТЫ

Мюонный спектрометр [16] позволяет зарегистрировать и измерить импульсы мюонов, энергии которых достаточно для прохода сквозь систему калориметров. Мюонный спектрометр образует внешний слой детектора АТЛАС, регистрирует мюоны в области $|\eta| < 2.7$ и состоит из пяти различных типов детекторов, а именно тонко-зазорных камер, мелкостриповых тонко-зазорных камер, резистивных плоских камер, мониторируемых дрейфовых трубок, многопроволочных пропорциональных камер (МПК) с катодом сегментированным на стрипы и детекторов Micromegas. Первые три типа относятся к триггерным системам, последние три к координатным детекторам, восстанавливающим траектории мюонов. Все эти детекторы регистрируют сигналы возникающие, когда мюоны проходят через детекторы и ионизируют газ внутри.

Цилиндрическую боковую поверхность мюонного спектрометра образуют сложенные в несколько слоев мониторируемые дрейфовые трубки и резистивные плоские камеры. На торцах установлены большие и малые колеса [25]. Колеса состоят из секторов. Сектора больших колес собраны из мониторирующих дрейфовых трубок и тонко-зазорных камер. Структура секторов новых малых колес строится из детекторов Micromegas, которые находятся между мелкостриповыми тонко-зазорными камерами.

Мюонный спектрометр помещен в магнитное поле напряженностью около 4 Тл, которое создают восемь тороидальных магнитов, в обмотке которых течет ток 20.5 кА. Длина каждого магнита составляет 25 м, а внешний диаметр всей конструкции равен 20 м. На торцах детектора установлена похожая конструкция, диаметром 10.7 м, для отклонения мюонов,

вылетающих под малыми углами к оси пучков. Для стабильной работы магниты охлаждаются примерно до 4.5 К.

2.2.5. ТРИГГЕРЫ И ОТБОР ДАННЫХ

Внутри детектора АТЛАС происходит до 1.7 миллиардов протон-протонных столкновений в секунду, что соответствует объему данных около 60 миллионов мегабайт в секунду. Записать такой поток данных затруднительно, поэтому среди всех событий отбирают наиболее интересные для физического анализа. Система триггеров и сбора данных [26] позволяет сократить количество информации до управляемых масштабов. Данная система работает в два этапа. Сначала триггер первого уровня, выполненный на аппаратной основе, получает информацию с отдельных частей детектора с частотой 40 МГц. Менее, чем за 2.5 с после возникновения сигнала триггер принимает решение о том, нужно ли его сохранить. В течение этого времени данные о событии хранятся в буферах хранения. Если событие находится в области интереса, то оно передается на триггер второго уровня, основанного на программном обеспечении. Частота приема второго триггера составляет 100 кГц. Всего за 200 мкс он подробно пересматривает решение предыдущего триггера и использует дополнительные критерии отбора, если это необходимо. Триггер второго уровня записывает события на диск с частотой около 1 кГц.

3. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Обработка данных в работе выполняется с помощью пакета ROOT [27]. ROOT является пакетом объектно-ориентированных программ и библиотек для анализа данных, написанным на C++. В нем содержатся инструменты, предназначенные для исследования статистических данных. Пакет обладает возможностями разработки и графического представления данных.

3.1. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

Монте-Карло (МК) генераторы событий — это основные инструменты для расчета теоретических предсказаний в физике высоких энергий, которые учитывают процессы адронизации, развитие партонного ливня. Монте-Карло моделирование производится в три этапа.

Первый этап называется партонным уровнем и заключается в расчете квадрата модуля амплитуды и генерации событий в соответствии с данной плотностью вероятности. В работе процесс рассчитан для ведущего порядка теории возмущений (LO, leading-order). Основным в данной работе Монте-Карло генератором партонного уровня является MadGraph5_aMC@NLO [28], так как в нем присутствует возможность генерировать процессы в индивидуальных порядках по каждому параметру взаимодействия.

Следующим этапом моделирования физического процесса является уровень адронизации — моделирование развитие партонного ливня и процессов адронизации. Партонный ливень — это расщепление родительского партона на несколько дочерних, а процесс адронизации — превращение рожденных цветных частиц в адроны. Генераторами таких событий в данной работе является Pythia8 [29]. События, получаемые на данном уровне, называются «truth level», т.е. события истинного уровня. В работе используются результаты моделирования в генераторе Sherpa [30], в котором есть

возможность смоделировать первые два этапа.

Последним этапом моделирования является уровень реконструкции, на котором моделируется отклик детектора. Генераторами таких событий в данной являются генератор Delphes3 [31], использующийся для более быстрой и приблизительной реконструкции, и генератор Geant4 [32], в котором есть возможность произвести полную симуляцию детектора АТЛАС.

4. МЕТОДИКА ПОСТАНОВКИ ПРЕДЕЛОВ

4.1. МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ

Амплитуда процесса с учетом одного ненулевого коэффициента связи может быть записана так:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + h_i \mathcal{A}_i, \quad (4.1)$$

где \mathcal{A}_{SM} — вклад СМ в амплитуду, \mathcal{A}_i — вклад в амплитуду «новой физики». Квадрат модуля амплитуды в данном случае имеет следующий вид [12]:

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2. \quad (4.2)$$

Квадрат модуля амплитуды содержит слагаемое СМ, интерференционное (линейное) и квадратичное слагаемое. Пределы на коэффициенты в такой модели называются одномерными [5].

В случае двух ненулевых коэффициентов квадрат модуля амплитуды процесса принимает следующий вид:

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + h_i^2 |\mathcal{A}_i|^2 + h_j^2 |\mathcal{A}_j|^2 + h_i 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i + h_j 2\text{Re}\mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_j + h_i h_j 2\text{Re}\mathcal{A}_i^\dagger \mathcal{A}_j. \quad (4.3)$$

В данном случае квадрат амплитуды содержит слагаемое СМ, два квадратичных, два интерференционных и еще одно слагаемое, называемое перекрестным. Пределы в данном случае называются двумерными [5]. Метод декомпозиции заключается в том, что наборы генерируются отдельно для каждого слагаемого квадрата модуля амплитуды, а потом применяются в статистическом методе, описанном в следующем разделе.

4.2. ТЕСТОВАЯ СТАТИСТИКА

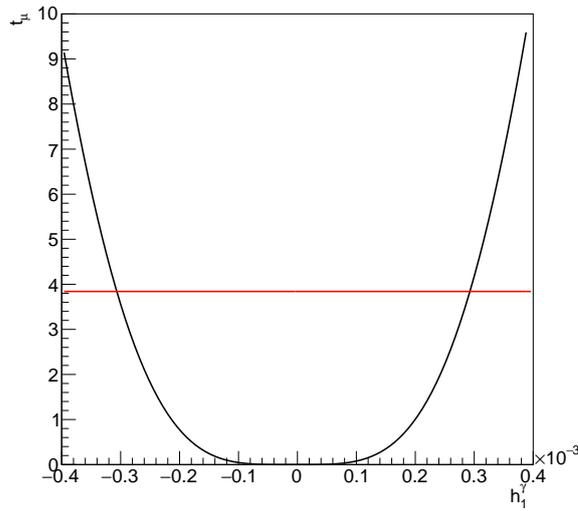
В данной работе используется тестовая статистика, основанная на функции правдоподобия:

$$t_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (4.4)$$

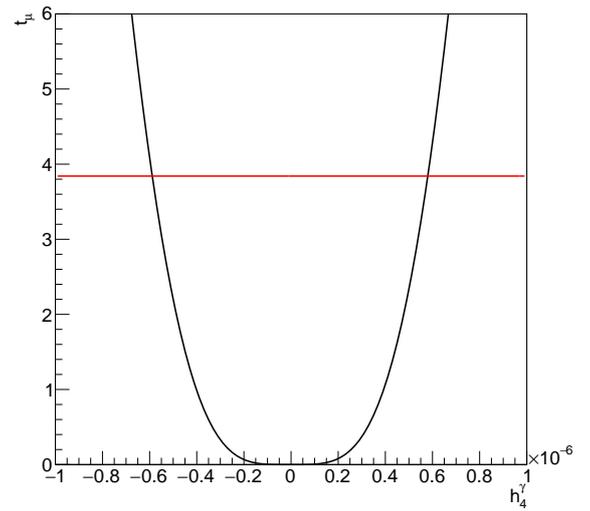
где μ — вектор параметров интереса, представляющий собой один коэффициент связи в случае одномерной параметризации; $L(\mu, \theta)$ — функция правдоподобия, которая в знаменателе находится в своем глобальном максимуме, а в числителе — в локальном максимуме при фиксированном значении параметров интереса.

Функция правдоподобия содержит в себе информацию о статистической модели. Согласно теореме Уилкса [33], тестовая статистика имеет распределение χ^2 с одной степенью свободы для оценки одного коэффициента связи. Квантили этого распределения являются известными величинами. В данной работе для получения пределов используется уровень доверия $\alpha = 0.95$ (95% *CL*). Для такого уровня доверия квантиль распределения χ^2 с одной степенью свободы равен 3.84. Одномерные пределы (т.е. границы доверительного региона) определяются из условия $t_\mu^{\text{obs}} = 3.84$, где t_μ^{obs} — наблюдаемое значение тестовой статистики.

Для примера на рисунке 4.1 представлены графики зависимости наблюдаемого значения тестовой статистики от коэффициентов связи h_1^γ и h_4^γ , иллюстрирующий процедуру постановки одномерных пределов.



а)



б)

Рисунок 4.1 — График зависимости (чёрный) тестовой статистики от коэффициента связи а) h_1^γ и б) h_4^γ . Для построения функции правдоподобия в данном случае была использована сигнальная область с дополнительным ограничением $E_T^\gamma > 700$ ГэВ на рисунке слева и $E_T^\gamma > 900$ ГэВ — справа. Точки пересечения с линиями определяют границы доверительного интервала на уровне доверия 95%

5. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе рассматривается процесс рождения $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ в pp -столкновениях, который изучается на БАК [5]. Эти исследования используются для проверки электрослабого сектора СМ и для поиска новых физических эффектов, таких как аномальное взаимодействие Z -бозонов с фотонами.

Конечное состояние $\nu\bar{\nu}\gamma$ в СМ может быть получено при образовании фотона и Z -бозона, распавшегося на нейтрино. Этот процесс иллюстрируется диаграммой Фейнмана ведущего порядка, показанной на рисунке 5.1 (а). Пример диаграммы Фейнмана, содержащей аномальное трёхбозонное взаимодействие калибровочных бозонов Z и γ показан на рисунке 5.1 (б). Такое взаимодействие запрещено в СМ, но может возникнуть в теориях, расширяющих СМ.

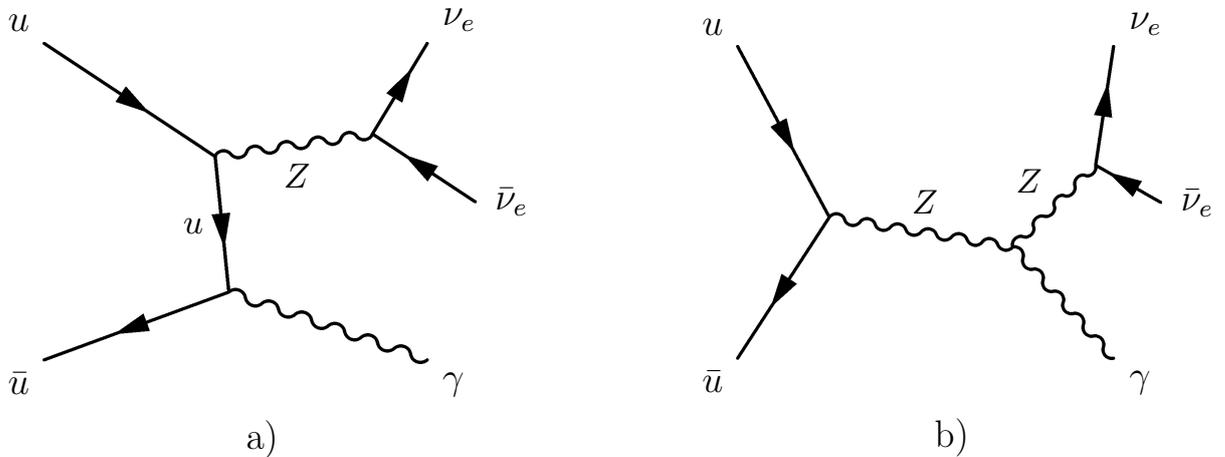


Рисунок 5.1 — Диаграммы Фейнмана рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: (а) в рамках СМ; (б) за пределами СМ — включает в себя аномальную вершину $ZZ\gamma$

Изучение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ имеет ряд преимуществ перед процессами с распадом Z на адроны или заряженные лептоны. С одной стороны канал с адронами в конечном состоянии имеет большой многоструйный фон, который подавляет чувствительность к аномальным взаимодействиям. С другой стороны более высокая вероятность распада Z -бозона в нейтрино по сравнению с заряженными лептонами дает возможность изучать рождение $Z\gamma$ в области с более высокой E_T^γ , где чувствительность этого процесса

к бозонным взаимодействиям выше [5].

Физические процессы, в которых регистрируются конечные состояния, характерные для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, а именно фотон и недостающий поперечный импульс, являются фоновыми процессами. Основные источники фона в данном исследовании:

- $W\gamma$ — рождение W -бозона с фотоном, где W -бозон распадается на нейтрино и заряженный лептон, который не регистрируется детектором. В случае рождения короткоживущего τ -лептона, он в свою очередь может образовать либо лептоны, которые детектором не учитываются, либо адронные струи, энергия которых неверно определяется;
- $t\bar{t}\gamma$ — фон, в котором W -бозон, родившийся в результате распада одного или двух t -кварков, распадается по описанному в предыдущем пункте каналу;
- γ +jet — рождение фотона со струями, в котором большое значение E_T^{miss} возникает из-за неверно измеренной энергии струй;
- $Z(\nu\bar{\nu})j$ — рождение Z -бозона со струями в нейтринном канале, где струя ошибочно регистрируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$);
- $W(e\nu)$, t , $t\bar{t}$ — фоны, связанные с ошибочной регистрацией электрона как фотона $e \rightarrow \gamma$. Здесь в результате распада t -кварка, рождается W -бозон, который распадается на $e\nu$;
- $W(\tau\nu)$ — фон, в котором τ распадается в адроны и адронные струи неверно идентифицируются как фотоны ($jet \rightarrow \gamma$);
- $Z(l\bar{l}) + \gamma$ — рождение фотона и Z -бозона, распавшегося на лептоны, не регистрирующиеся детектором.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

6.1. ПЕРВОНАЧАЛЬНЫЕ ТЕСТИРОВАНИЯ

6.1.1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ОТБОРЫ

При моделировании создаются наборы событий, содержащие информацию о требуемых для анализа переменных. При реализации поиска чувствительности переменных к аномальным взаимодействиям были использованы наборы, включающие в себя полную симуляцию детектора АТЛАС в Geant4. Для сигнального процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и аномальных вкладов использованы наборы, сгенерированные в МК генераторе Sherpa. Для проверки работы метода декомпозиции и постановки пределов для процесса рождения Z -бозона с фотоном с учетом аномальных вершин и без них применен МК генератор MadGraph5_aMC@NLO. При моделировании процесса для постановки пределов применены генераторы Pythia8 и Delphes3. Для первоначальных проверок фоновые процессы не учитываются. Основные отборы, использованные в данном исследовании, представлены в таблице 6.1. Они получены в работе [34] и соответствуют наибольшему значению сигнальной значимости:

$$significance = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (6.1)$$

где S — число сигнальных событий, B — число фоновых событий.

Таблица 6.1 — Критерии отбора событий, определяющие сигнальный регион

$N_\gamma = 1$
$ \text{ph_z_point} < 250 \text{ мм}$
$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}, p_T^{\text{SoftTerm}} < 16 \text{ ГэВ}$
$(N_\mu + N_e) = 0$
$E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ}$
$E_T^{\text{miss}} \text{ significance} > 11$
$(E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma) < 0, p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$
$\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.7, \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.4$
Инклюзивный случай: $N_{jet} \geq 0$
Эксклюзивный случай: $N_{jet} = 0$

В таблице 6.1 $N_\gamma, N_\mu, N_e, N_{jet}$ — количество фотонов, мюонов и электронов, адронных струй соответственно; j_1 — лидирующая струя; $E_T^{\text{miss}} \text{ significance}$ — значимость, отделяющая события с верной величиной потерянной поперечной энергии от событий с неверно определенной величиной в результате неполной реконструкции адронных струй; ph_z_point — значение координаты z фотона при пересечении его трека с осью z по отношению к установленной главной вершине; $E_T^{\text{cone20}}, p_T^{\text{cone20}}$ — энерговыделение в калориметре и суммарный поперечный импульс в треке внутри конуса раствором $\Delta R = 0.2$ соответственно, здесь трек фотона является осью конуса. p_T^{SoftTerm} — часть недостающего поперечного импульса, которая ассоциируется с первичной вершиной, но не ассоциируется ни с одним из восстановленных объектов.

6.1.2. ПОИСК ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ К АНОМАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ ПЕРЕМЕННЫХ

Для постановки наиболее строгих пределов на константы связи аномальных вершин необходимо найти чувствительные к ним переменные. Отклонение от СМ в таком случае называется аномалией и должно быть вызвано аномальными вершинами. На наличие чувствительности были проверены следующие простые кинематические переменные — псевдобыстрота

фотона, поперечная энергия фотона, недостающий поперечный импульс, азимутальный угол между фотоном и недостающим поперечным импульсом, а также количество адронных струй. Полученные для данных переменных распределения представлены на рисунке 6.1 и на рисунках 15 – 16 в Приложении А. Из рисунков видно, что поперечная энергия фотона и недостающий поперечный импульс чувствительны, т.е. обеспечивают существенное различие между СМ и «новой физикой». При этом область наибольшей чувствительности расположена выше 0.6 ТэВ. Для дальнейшего анализа выбрана поперечная энергия фотона, т.к. эта переменная измеряется напрямую, в свою очередь, недостающий поперечный импульс является величиной, определяемой косвенно, а значит имеет большие ошибки.

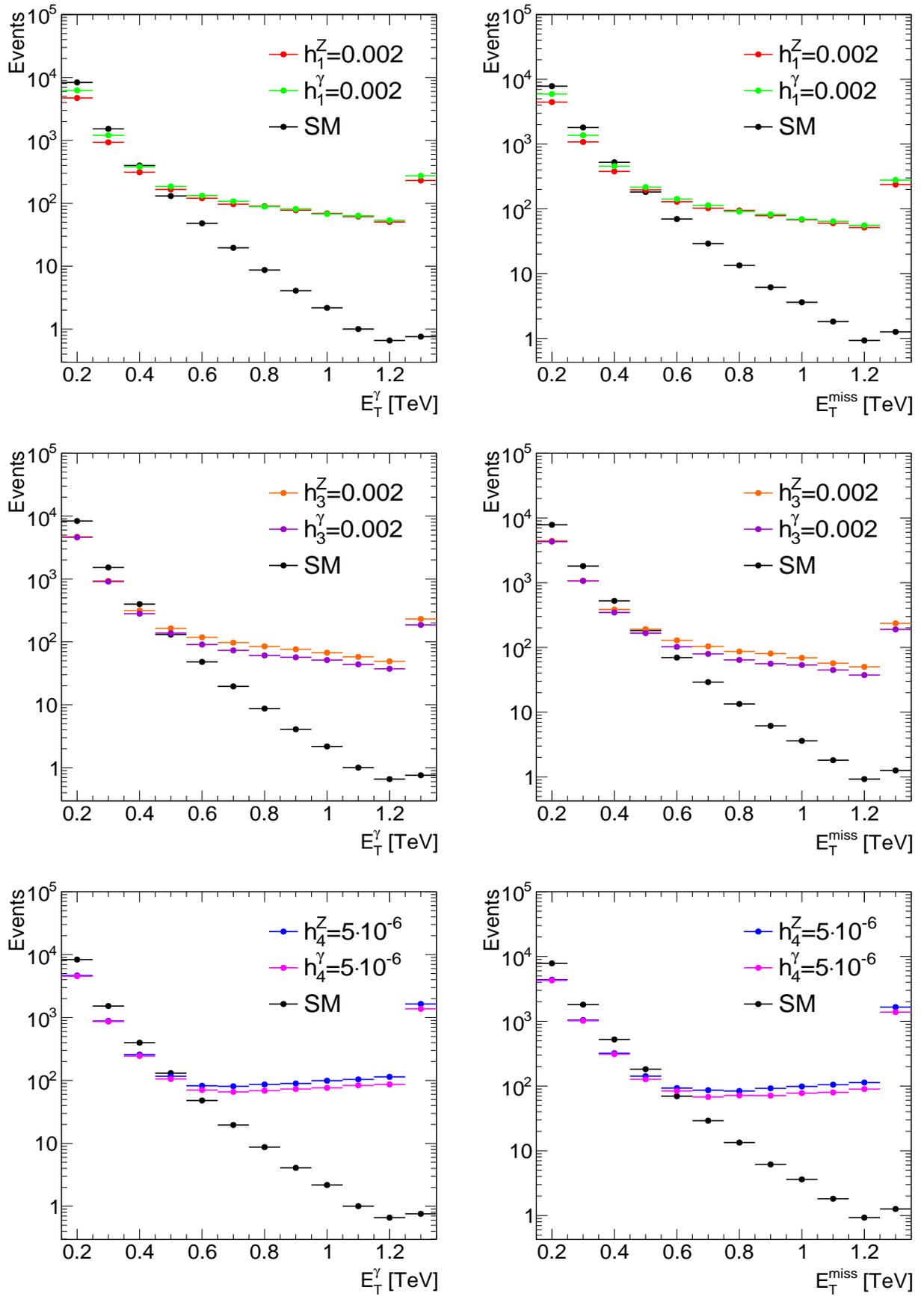


Рисунок 6.1 — Распределения по поперечной энергии фотона слева и по недостающему поперечному импульсу справа для СМ и случая с ненулевым значением параметра аномальной вершины

Требуется отметить, что в данном случае СМ имеет большее количество предсказываемых событий, чем процесс с учетом аномальных взаимодействий, так как набор СМ смоделирован для более высокого порядка в теории возмущений.

6.1.3. ПРОВЕРКА РАБОТЫ МЕТОДА ДЕКОМПОЗИЦИИ

Чтобы проверить реализацию метода декомпозиции, были построены распределения по поперечной энергии фотона для коэффициентов $h_1^V = 0.01$, $h_3^V = 0.01$, $h_4^V = 10^{-5}$. Выбор значений коэффициентов основан на текущих наиболее строгих в мире пределах [5], т.е. они выбраны менее строгими, чем предельные. Установка таких значений обусловлена и тем, чтобы при них рисунки имели наиболее наглядный вид.

Дополнительно было проверено влияние параметра dynamical scale choice (dsc) на результаты моделирования. Параметр dynamical scale choice соответствует выбору динамической шкалы взаимодействия и влияет на шкалу ренормализации μ_R и факторизации μ_F . Значения этого параметра и его функциональная форма приведены в таблице 6.2.

Таблица 6.2 — Значения параметра dynamical scale choice, и соответствующая им функциональная форма шкалы факторизации и ренормализации μ_F и μ_R , N — количество конечных частиц [35]

Параметр	Значение
1	полная поперечная энергия события $\sum_{i=1}^N \frac{E_i \cdot p_{T,i}}{\sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2 + p_{z,i}^2}}$
2	сумма поперечных масс $\sum_{i=1}^N \sqrt{m_i^2 + p_{T,i}^2}$
3	половина суммы поперечных масс $\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sqrt{m_i^2 + p_{T,i}^2}$

Результаты приведены на рисунке 6.2, где параметр dsc равен 1 и 2, и рисунке 6.3, где параметр dsc равен 3. На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона для каждого слагаемого квадрата модуля амплитуды процесса отдельно, для суммы всех слагаемых и распределение, полученное без применения декомпозиции. На нижней гистограмме приведено отношение суммы слагаемых к распределению

с полной амплитудой. Значения погрешностей для метода

- при h_1^γ оказались равными: $(1.6 \pm 1.2)\%$ при $dsc = 1$, $(0.02 \pm 1.2)\%$ при $dsc = 2$, $(0.1 \pm 1.2)\%$ при $dsc = 3$;
- при h_3^Z составили: $(0.7 \pm 1.3)\%$ при $dsc = 1$, $(0.1 \pm 1.3)\%$ при $dsc = 2$, $(0.4 \pm 1.3)\%$ при $dsc = 3$.

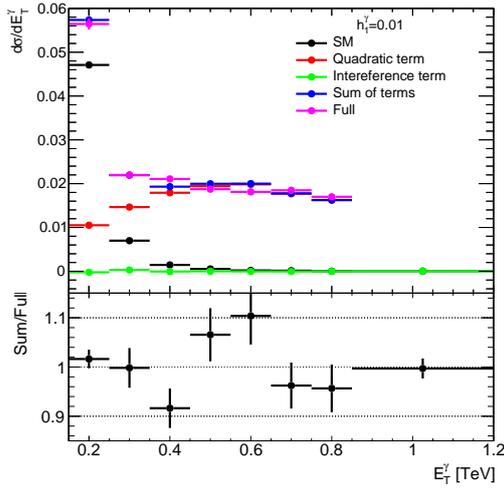
Можно сделать вывод, что метод работает достаточно успешно. Кроме того, распределения были проверены критерием χ^2 , рассчитанным по формуле [36]

$$\chi^2 = \sum_N \frac{(y_i - f(x_i))^2}{\sigma_i^2}, \quad (6.2)$$

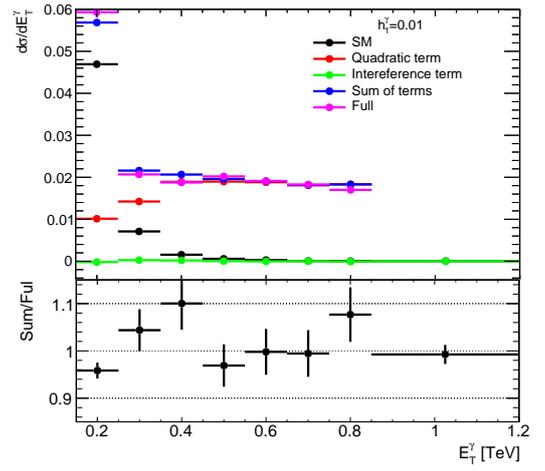
где N — количество наблюдений, равное количеству бинов, y_i — наблюдаемое значение, т.е. отношение распределения суммы слагаемых к распределению с полной амплитудой в i бине, $f(x_i)$ — предполагаемые отношения между x_i и y_i , в данном случае $f(x_i) = 1$, σ_i^2 — дисперсия, связанная с ошибкой измерения y_i .

- Для коэффициента h_1^γ : $\chi^2 = 9.7$ при $dsc = 1$, $\chi^2 = 9.1$ при $dsc = 2$, $\chi^2 = 8.0$ при $dsc = 3$.
- Для коэффициента h_3^Z : $\chi^2 = 13.8$ при $dsc = 1$, $\chi^2 = 5.9$ при $dsc = 2$, $\chi^2 = 3.9$ при $dsc = 3$.

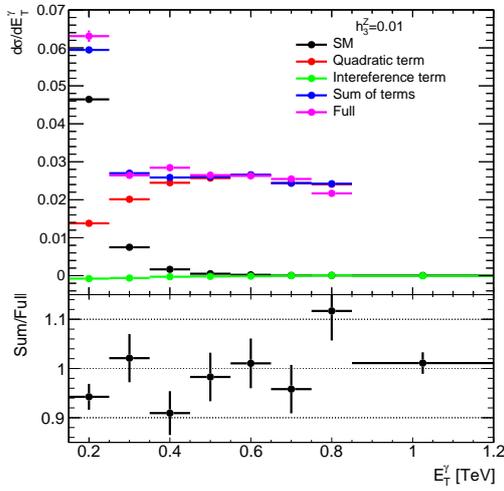
Динамическая шкала, равная 3 является рекомендованной. При проверке наименьшее значение χ^2 получено при параметре $dsc = 3$, что подтверждает наибольшую стабильность данной шкалы по сравнению с другими. Дальнейшая работа производится при данном значении параметра.



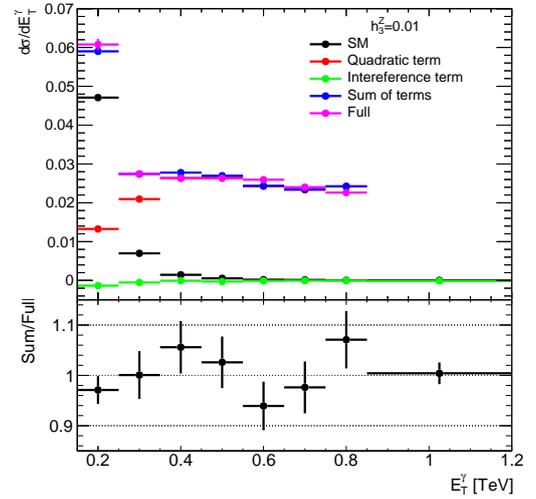
а)



б)

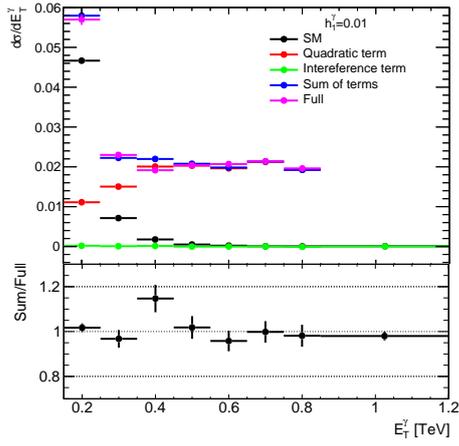


в)

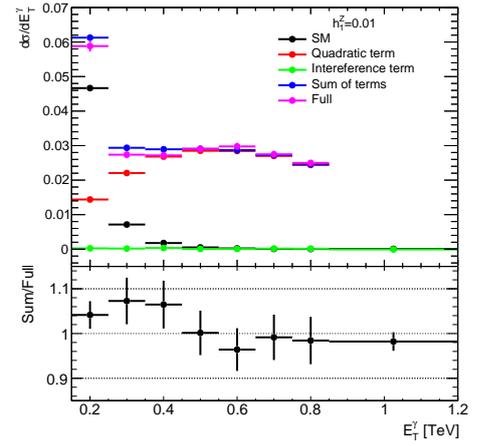


г)

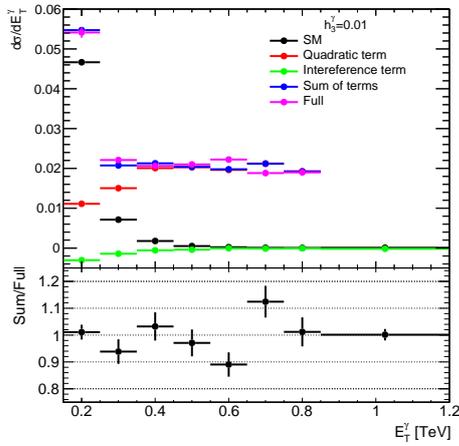
Рисунок 6.2 — Проверка метода декомпозиции при различных значениях параметра dynamical scale choice. На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона с применением метода декомпозиции (для членов квадратичного, линейного, отвечающего СМ и их суммы) и без него: а) $h_1^\gamma = 0.01$, для параметра $dsc = 1$, б) $h_1^\gamma = 0.01$, для параметра $dsc = 2$, в) $h_3^Z = 0.01$, для параметра $dsc = 1$, г) $h_3^Z = 0.01$ для параметра $dsc = 2$. На нижней гистограмме показано отношение распределений, полученных при использовании метода декомпозиции и без него



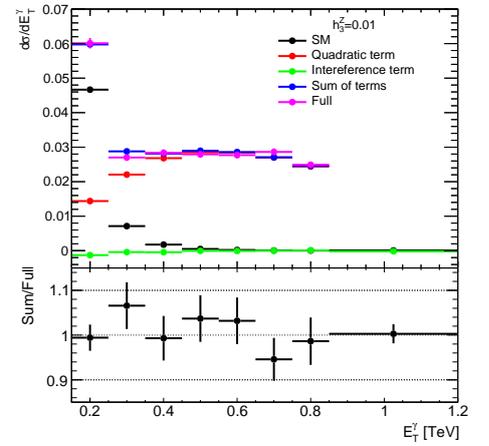
а)



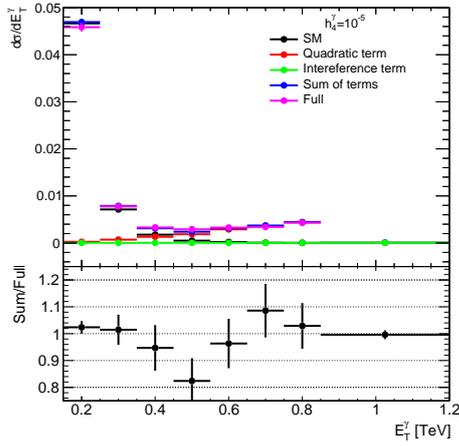
б)



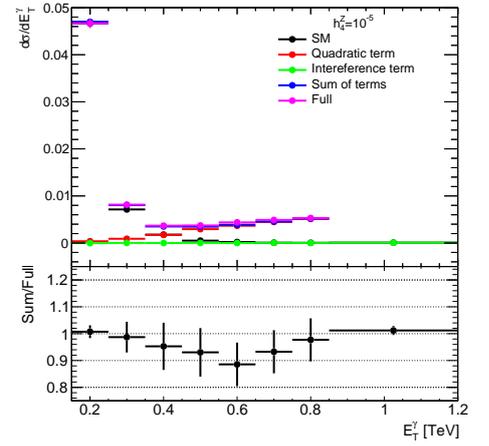
в)



г)



д)



е)

Рисунок 6.3 — Проверка метода декомпозиции. На верхней гистограмме показаны распределения по поперечной энергии фотона с применением метода декомпозиции (для членов квадратичного, линейного, отвечающего СМ и их суммы) и без него для параметра dynamical scale choice = 3, для коэффициентов: а) $h_1^\gamma = 0.01$, б) $h_1^Z = 0.01$, в) $h_3^\gamma = 0.01$, г) $h_3^Z = 0.01$, д) $h_4^\gamma = 10^{-5}$, е) $h_4^Z = 10^{-5}$. На нижней гистограмме показано отношение распределений, полученных при использовании метода декомпозиции и без него

6.1.4. ПОСТАНОВКА ПРЕДЕЛОВ В УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ

При построении статистической модели были учтены статистические погрешности Монте-Карло моделирования, систематическая погрешность принята равной 10%, что является типичным значением для подобных исследований [5]. Для вычислений была использована интегральная светимость набора данных второго сеанса работы эксперимента АТЛАС, равная 140 фб^{-1} . На данном этапе ставятся только ожидаемые пределы, т.е. предсказание СМ используется как данные. На рисунке 6.4 приведены примеры распределений по поперечной энергии фотона для коэффициентов h_1^γ, h_4^γ для нуля и любого количества струй.

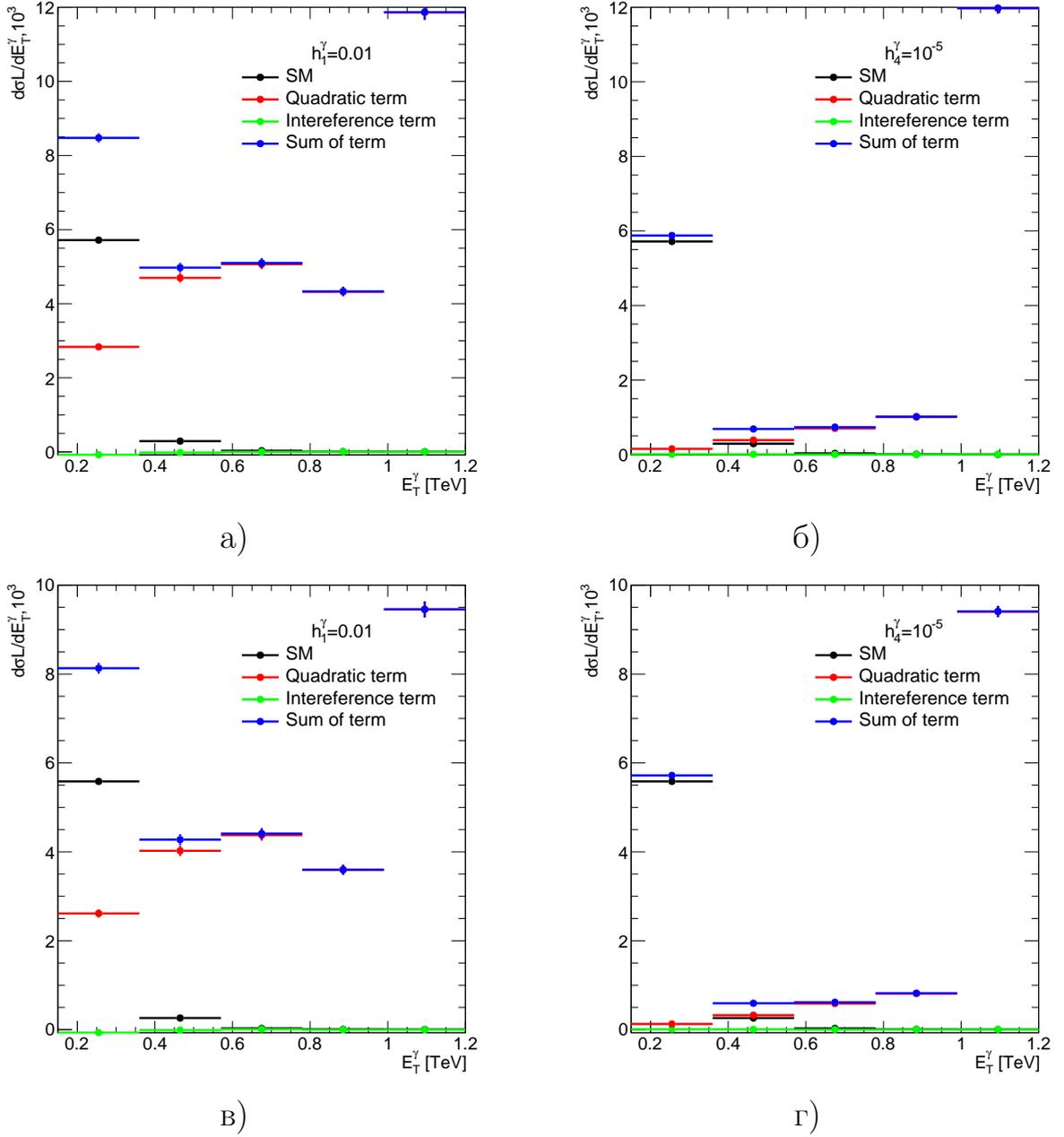


Рисунок 6.4 — Распределения по поперечной энергии фотона для СМ, квадратичного, линейного слагаемых и их суммы для коэффициентов: а) $h_1^\gamma = 0.01$, б) $h_4^\gamma = 10^{-5}$, в) $h_1^\gamma = 0.01$ с нулем струй, г) $h_4^\gamma = 10^{-5}$ с нулем струй

Таким образом, при помощи статистической процедуры, описанной в главе 4.2 были поставлены ограничения на шесть параметров взаимодействия, упомянутых в разделе 1.2. Постановка пределов осуществлялась с помощью двух подходов. В первом случае был применен метод оптимизации, который заключается в том, что при построении функции правдоподобия используется один бин, включающий в себя события, попадающие в сигнальную область с дополнительным ограничением по переменной E_T^γ .

Наилучшие значения пределов и соответствующие им пороги указаны в таблице 6.3. Во втором случае, использовалось распределение 6.4, разбитое на пять бинов по 200 ГэВ. Пределы, полученные на основе распределения, приведены в таблице 6.4.

Таблица 6.3 — Ожидаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$, полученные методом оптимизации. Для каждой строки все параметры, кроме исследуемого, устанавливаются равными 0

Коэф.	Порог, ТэВ	$N_{jet} \geq 0$	Порог, ТэВ	$N_{jet} = 0$
h_1^Z	0.8	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	0.7	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$
h_1^γ	0.8	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$	0.7	$(-3.1 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$
h_3^Z	0.8	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$	0.7	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$
h_3^γ	0.8	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$	0.7	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$
h_4^Z	0.9	$(-5.4 \times 10^{-7}, 5.4 \times 10^{-7})$	0.9	$(-5.2 \times 10^{-7}, 5.2 \times 10^{-7})$
h_4^γ	0.9	$(-6.1 \times 10^{-7}, 6.0 \times 10^{-7})$	0.9	$(-5.9 \times 10^{-7}, 5.8 \times 10^{-7})$

Таблица 6.4 — Ожидаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$, полученные из распределений. Для каждой строки все параметры, кроме исследуемого, устанавливаются равными 0

Коэф.	$N_{jet} \geq 0$	$N_{jet} = 0$
h_1^Z	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
h_1^γ	$(-3.1 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
h_3^γ	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$	$(-3.4 \times 10^{-4}, 3.4 \times 10^{-4})$
h_4^Z	$(-5.2 \times 10^{-7}, 5.1 \times 10^{-7})$	$(-5.5 \times 10^{-7}, 5.5 \times 10^{-7})$
h_4^γ	$(-5.9 \times 10^{-7}, 5.8 \times 10^{-7})$	$(-6.2 \times 10^{-7}, 6.1 \times 10^{-7})$

Таблица 6.5 — Сравнение ожидаемых и опубликованных одномерных пределов с доверительной вероятностью 95% на $h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$ [5]

Коэф.	Ожидаемые пределы	Опубликованные пределы
h_1^Z	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	—
h_1^γ	$(-3.1 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	—
h_3^Z	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$
h_3^γ	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$
h_4^Z	$(-5.2 \times 10^{-7}, 5.2 \times 10^{-7})$	$(-4.5 \times 10^{-7}, 4.4 \times 10^{-7})$
h_4^γ	$(-5.9 \times 10^{-7}, 5.8 \times 10^{-7})$	$(-4.4 \times 10^{-7}, 4.3 \times 10^{-7})$

Из таблиц видно, что наилучшие значения пределов на коэффициенты связи получены при помощи метода оптимизации с учётом дополнительного отбора $N_{jet} = 0$, но данный результат не следует считать окончательным, т.к. в данном случае использовалась упрощенная модель. Таким образом, эти результаты будут проверены на усовершенствованной модели, речь о которой пойдет в последующих разделах. В таблице 6.5 сравниваются ожидаемые и опубликованные пределы. Для четырех коэффициентов h_1^V, h_3^V из шести рассматриваемых для первоначального тестирования, ограничения получились строже, чем известные на данный момент [5]. Хотя результаты были получены для упрощенной модели, но они уже хорошо показывают перспективность для дальнейшего изучения аномальных

вершин с применением метода декомпозиции.

6.2. ВТОРОЙ ЭТАП ТЕСТИРОВАНИЙ

6.2.1. ПОИСК ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ К АНОМАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ И СР-НАРУШЕНИЮ ПЕРЕМЕННЫХ

В рамках второго этапа тестирований был продолжен поиск новых чувствительных переменных среди простых кинематических переменных, в частности СР-чувствительных. Переменные, для которых не было найдено интересующих отклонений, приведены на рисунках 17–42 в приложении Б, среди них рассмотренные угловые переменные, а именно полярный и азимутальный угол, их разница для фотона, Z -бозона, нейтрино и антинейтрино, кроме того, псевдобыстрота фотона и разница псевдобыстрот для различных частиц в процессе, в частности для нейтрино. Исследование проводилось на партонном уровне, на котором известны 4-импульсы нейтрино, поэтому получается вычислить углы их вылета. Нейтрино не регистрируются детектором АТЛАС, но данное исследование позволит проверить наличие СР-чувствительных переменных в изучаемом конечном состоянии. Чтобы определить, чувствительна ли переменная, необходимо найти распределение, в котором интерференционное слагаемое будет иметь отличную от СМ форму и для СР-нарушающих коэффициентов связи будет иметь малые погрешности.

На рисунках 6.5 – 6.8 углы определены в системе покоя Z -бозона для антинейтрино при распаде $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Ось z направлена вдоль движения Z -бозона в системе покоя Z -бозона и фотона. Полярный угол $\theta_{\bar{\nu}}^{*}$ представляет собой угол между антинейтрино в системе покоя Z -бозона и новой осью z . Угол $\phi_{\bar{\nu}}^{*}$ определяется в переопределенной системе координат: выбрана плоскость реакции, содержащая лабораторную ось z и направление движения Z -бозона в системе покоя Z -бозона и фотона, новая ось x также лежит в этой плоскости и имеет то же полярное направление, что и новая ось z . Ось y определена правилом правой руки. Из рисунков 6.5 – 6.7 видно, что полярный и азимутальный углы являются чувствительными к

аномальных взаимодействиям переменными. Причем на рисунках 6.5 – 6.6 представлены распределения для CP-нарушающих коэффициентов связи, что говорит о том, что переменные являются CP-чувствительными.

Чтобы улучшить чувствительность, две переменные объединены в одну, обозначенную буквой T и имеющую следующий вид [37] :

$$T = \sin(\phi_{\bar{\nu}}^{*'}) \cos(\theta_{\bar{\nu}}^{*'}). \quad (6.3)$$

Распределения по данной переменной для различных коэффициентов представлены на рисунке 6.8

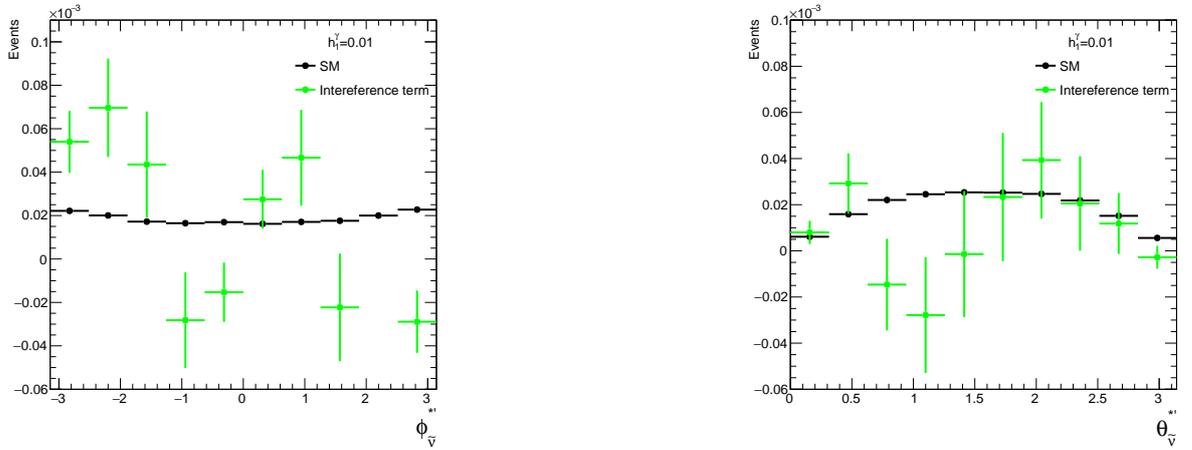


Рисунок 6.5 — Распределения по углам $\phi_{\bar{\nu}}^{*'}$ слева и $\theta_{\bar{\nu}}^{*'}$ справа для h_1^γ

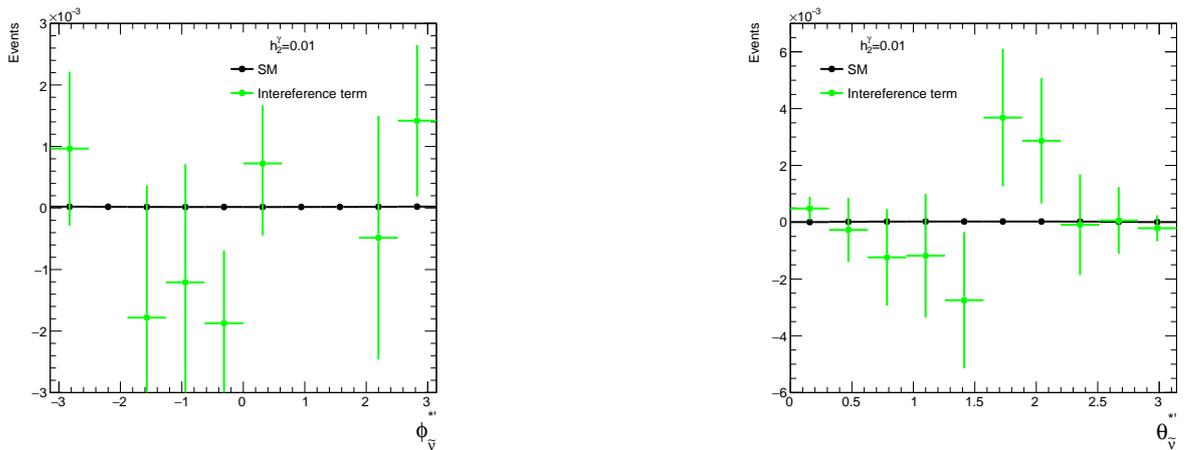


Рисунок 6.6 — Распределения по углам $\phi_{\bar{\nu}}^{*'}$ слева и $\theta_{\bar{\nu}}^{*'}$ справа для h_2^γ

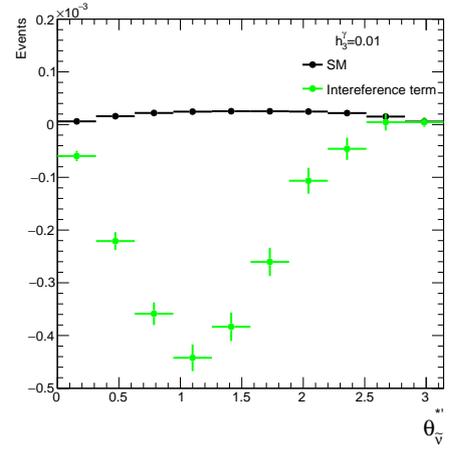
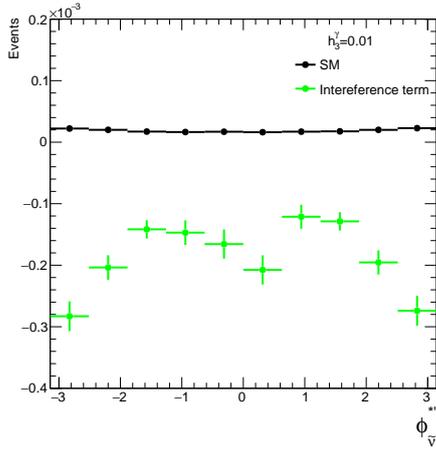


Рисунок 6.7 — Распределения по углам ϕ_V^* слева и θ_V^* справа для h_3^γ

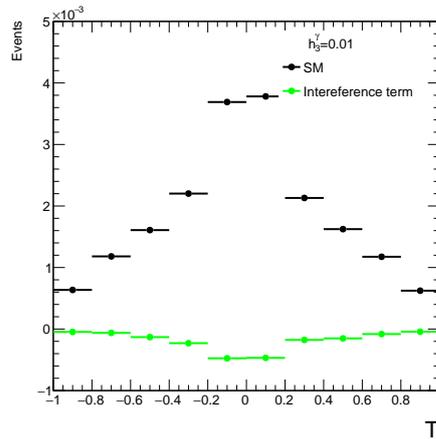
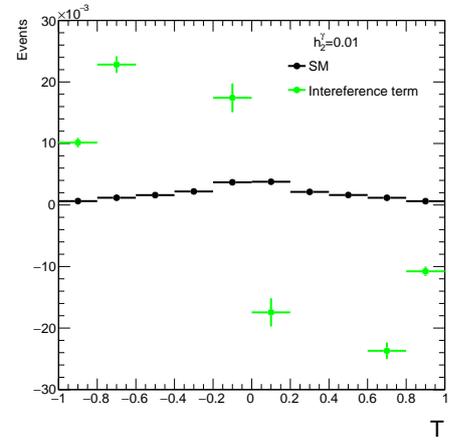
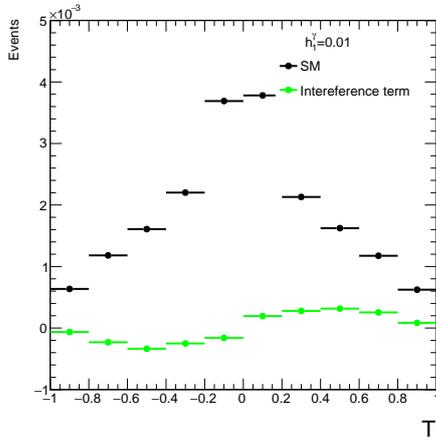


Рисунок 6.8 — Распределения по переменной T для h_1^γ , h_2^γ , h_3^γ

Из рисунков видно, что погрешности для интерференционного слагаемого комбинированной переменной меньше, чем для азимутального и полярного угла в отдельности, поэтому можно считать, что чувствительность переменной T лучше. Переменная T позволила разделить области интер-

ференции на положительную и отрицательную части для CP-нарушающих коэффициентов связи. Данную переменную нельзя восстановить, но она показывает перспективы дальнейшего исследования CP-чувствительности в нейтринном канале и дает повод искать другие подобные переменные. Результаты, полученные в данном анализе могут быть использованы в других процессах с заряженными лептонами в конечном состоянии.

6.2.2. ПРОВЕРКА МОДЕЛЕЙ MADGRAPH

Для генерации наборов событий с ненулевыми коэффициентами связи h_i^V ($i=1,3,4$) использовалась модель nTGC_UFO. UFO-модели (universal feynrules output), полученные с помощью FeynRules [38], применяются в MadGraph для расчета диаграмм Феймана. Для коэффициентов h_i^V ($i=5,6$) использовалась новая модель NTGC_VF, ее проверка представлена в таблице 6.6. Новая модель позволяет генерировать наборы событий, отвечающие перекрестному слагаемому в квадрате модуля амплитуды процесса, представленном в формуле 4.3 в разделе 4.1.

Таблица 6.6 — Значения сечений в fb^{-1} для SM, квадратичных и интерференционных слагаемых для старой и новой моделей

Слагаемое	Старая модель	Новая модель
SM	$(2.808 \pm 0.007) \times 10^{-1}$	$(2.815 \pm 0.008) \times 10^{-1}$
Квад. h_1^γ	$(1.251 \pm 0.007) \times 10^4$	$(1.244 \pm 0.006) \times 10^4$
Квад. h_1^Z	$(1.665 \pm 0.004) \times 10^4$	$(1.677 \pm 0.004) \times 10^4$
Квад. h_2^γ	$(6.11 \pm 0.03) \times 10^9$	$(6.14 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. h_2^Z	$(7.52 \pm 0.03) \times 10^9$	$(7.51 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. h_3^γ	$(1.247 \pm 0.006) \times 10^4$	$(1.244 \pm 0.006) \times 10^4$
Квад. h_3^Z	$(1.668 \pm 0.005) \times 10^4$	$(1.677 \pm 0.004) \times 10^4$
Квад. h_4^γ	$(6.13 \pm 0.02) \times 10^9$	$(6.14 \pm 0.03) \times 10^9$
Квад. h_4^Z	$(7.54 \pm 0.03) \times 10^9$	$(7.51 \pm 0.03) \times 10^9$

Продолжение на следующей странице

Таблица 6.6 – Продолжение предыдущей страницы

Слагаемое	Старая модель	Новая модель
Квад. h_5^γ	—	$(2.46 \pm 0.01) \times 10^{10}$
Квад. h_5^Z	—	$(3.01 \pm 0.01) \times 10^{10}$
Инт. h_1^γ	$(-2 \pm 8) \times 10^{-14}$	$(-0.4 \pm 2.4) \times 10^{-17}$
Инт. h_1^Z	$(-9.5 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	$(-6.3 \pm 1.1) \times 10^{-5}$
Инт. h_2^γ	$(1.8 \pm 4.0) \times 10^{-12}$	$(0.07 \pm 3.99) \times 10^{-15}$
Инт. h_2^Z	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
Инт. h_3^γ	(-2.74 ± 0.01)	(-2.73 ± 0.01)
Инт. h_3^Z	$(-8.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	$(-8.1 \pm 0.1) \times 10^{-1}$
Инт. h_4^γ	$(1.050 \pm 0.006) \times 10^2$	$(1.048 \pm 0.006) \times 10^2$
Инт. h_4^Z	$(3.53 \pm 0.06) \times 10$	$(3.48 \pm 0.05) \times 10$
Инт. h_5^γ	—	$(-2.14 \pm 0.01) \times 10^2$
Инт. h_5^Z	—	$(-7.2 \pm 0.1) \times 10$

Как видно из таблицы, сечения, полученные для каждого слагаемого квадрата амплитуды для всех коэффициентов, сходятся в пределах погрешностей. Таким образом, новая модель также может быть использована для генерации процессов с коэффициентами связи.

6.2.3. ОПИСАНИЕ УЛУЧШЕННОЙ МОДЕЛИ И ВТОРАЯ ПОСТАНОВКА ПРЕДЕЛОВ

Для постановки более правильных пределов использовалась статистическая модель, включающая все фоновые процессы, описанные в главе 5. Эти наборы событий созданы с полной симуляцией детектора АТЛАС. Процессы с аномальными вкладами сгенерированы в MadGraph5_aMC@NLO, Pythia8, Delphes3. Сигнальный регион определяется отборами представленными в таблице 6.1, аналогично первой проверке. Интегральная светимость принята равной 140 фб^{-1} , что соответствует

полному набору данных второго этапа работы эксперимента АТЛАС.

На рисунке 6.9 приведены распределения по поперечной энергии фотона с указанием вкладов всех фоновых процессов, а также предсказываемое число событий при ненулевых значениях коэффициентов, иллюстрирующее результат МК моделирования. На нем представлены инклюзивный и эксклюзивный случаи, исследуемые в данной работе. Значения коэффициентов для построения таких распределений выбраны менее строгими, чем опубликованные наиболее строгие в мире пределы [5]. Чувствительная к аномальным взаимодействиям область находится в хвосте распределения, как это было получено и в первых проверках.

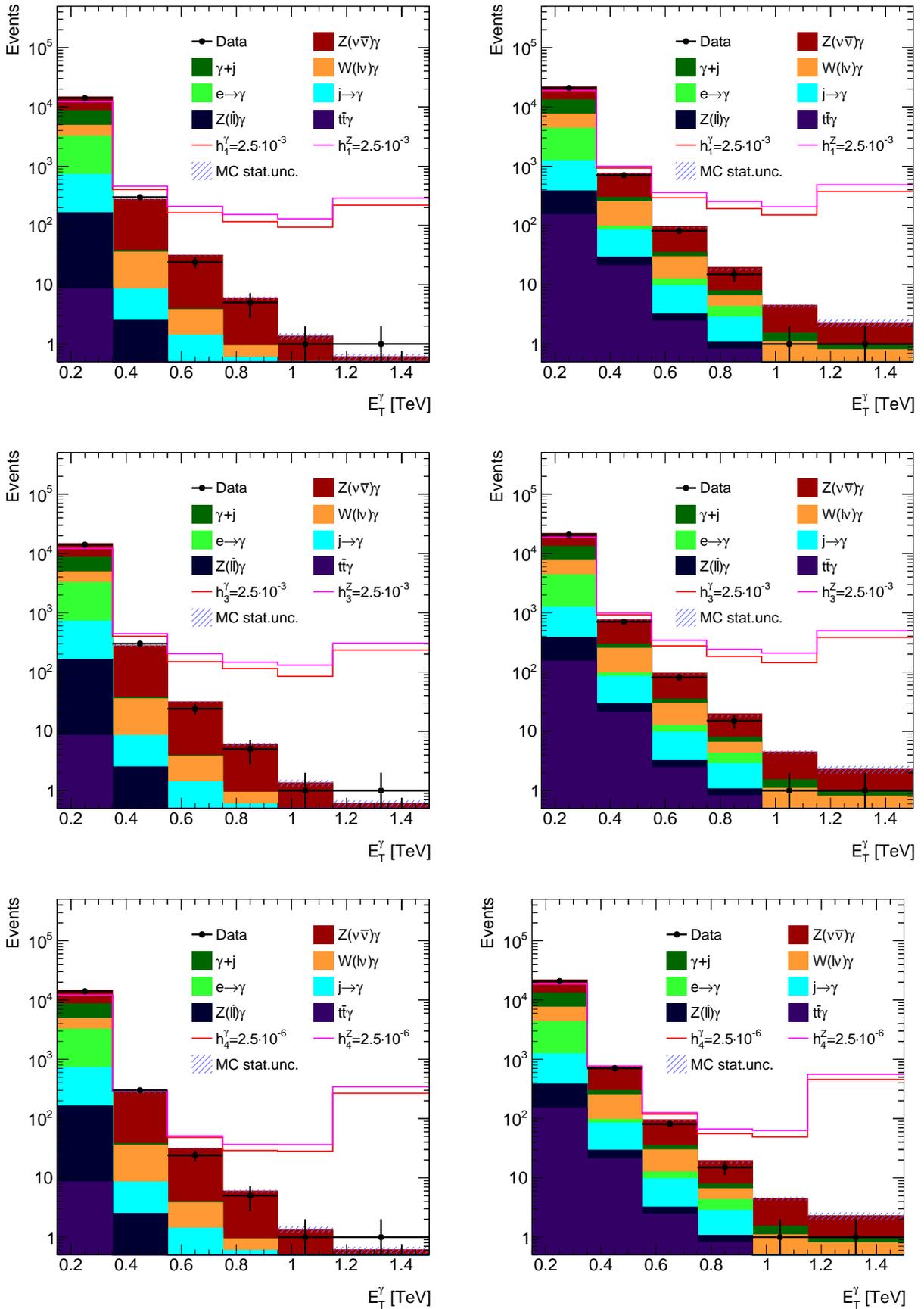


Рисунок 6.9 — Распределения по поперечной энергии фотона с указанием всех фонов (вклад каждого фона в сумму обозначен соответствующим цветом), а также аномальных вкладов (обозначены сплошными линиями) для эксклюзивного случая слева и инклюзивного случая справа

Используя упомянутые выше наборы событий, при помощи статистической процедуры, описанной в главе 4.2, поставлены ограничения на 12 коэффициентов связи. При построении статистической модели были учтены погрешности Монте-Карло моделирования и дополнительная систематическая погрешность, принятая равной 10%. Пределы поставлены с вето на струи без него. Для ожидаемых пределов предсказание СМ, включающее все фоны, используется как данные. Ограничения ставились двумя способами: на основе одного оптимизированного бина и на основе распределения.

Наилучшие значения пределов для 12 коэффициентов, полученных с помощью оптимизации, представлены в таблице 6.7. Исходя из полученных результатов, можно заключить, что в инклюзивном случае поставленные пределы оказались строже. Наилучшие пределы, полученные на основе распределения, разбитого на шесть бинов, приведены в таблице 6.8.

Таблица 6.7 — Постановка пределов на h_i^V ($i = \overline{1,6}$) для одного оптимизированного бина выше установленного порога на энергию (ТэВ)

Порог, ТэВ	Эксклюзивный	Инклюзивный
h_1^γ		
0.75	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.4 \times 10^{-4})$	$(-3.6 \times 10^{-4}, 3.5 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
h_1^Z		
0.75	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-3.1 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
h_2^γ		
0.75	$(-3.9 \times 10^{-7}, 3.9 \times 10^{-7})$	$(-4.0 \times 10^{-7}, 4.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-3.1 \times 10^{-7}, 3.1 \times 10^{-7})$	$(-3.0 \times 10^{-7}, 3.0 \times 10^{-7})$

Продолжение на следующей странице

Таблица 6.7 – Продолжение предыдущей страницы

Порог, ТэВ	Эксклюзивный	Инклюзивный
1.15	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.8 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$
h_2^Z		
0.75	$(-3.5 \times 10^{-7}, 3.6 \times 10^{-7})$	$(-3.7 \times 10^{-7}, 3.7 \times 10^{-7})$
0.95	$(-2.8 \times 10^{-7}, 2.8 \times 10^{-7})$	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$
h_3^γ		
0.75	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.4 \times 10^{-4})$	$(-3.5 \times 10^{-4}, 3.6 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.9 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$
h_3^Z		
0.75	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$
0.95	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$
1.15	$(-2.5 \times 10^{-4}, 2.5 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
h_4^γ		
0.75	$(-3.9 \times 10^{-7}, 3.9 \times 10^{-7})$	$(-4.0 \times 10^{-7}, 4.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-3.0 \times 10^{-7}, 3.0 \times 10^{-7})$	$(-3.0 \times 10^{-7}, 3.0 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
h_4^Z		
0.75	$(-3.4 \times 10^{-7}, 3.4 \times 10^{-7})$	$(-3.6 \times 10^{-7}, 3.6 \times 10^{-7})$
0.95	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$
1.15	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
h_5^γ		

Продолжение на следующей странице

Таблица 6.7 – Продолжение предыдущей страницы

Порог, ТэВ	Эксклюзивный	Инклюзивный
0.75	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
h_5^Z		
0.75	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$
h_6^γ		
0.75	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.6 \times 10^{-7}, 1.6 \times 10^{-7})$	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
h_6^Z		
0.75	$(-1.7 \times 10^{-7}, 1.7 \times 10^{-7})$	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
0.95	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
1.15	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Таблица 6.8 — Сравнение пределов на 12 коэффициенты связи, полученных разными способами для эксклюзивного и инклюзивного случаев

коэф.	Пределы, основанные на распределении		Метод оптимизации
	Эксклюзивный	Инклюзивный	Инклюзивный
h_1^γ	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
h_1^Z	$(-2.3 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
h_2^γ	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.7 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$
h_2^Z	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$
h_3^γ	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.3 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-2.4 \times 10^{-4}, 2.4 \times 10^{-4})$
h_4^γ	$(-2.7 \times 10^{-7}, 2.6 \times 10^{-7})$	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
h_4^Z	$(-2.3 \times 10^{-7}, 2.3 \times 10^{-7})$	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	$(-2.4 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$
h_5^γ	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
h_5^Z	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.4 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$
h_6^γ	$(-1.5 \times 10^{-7}, 1.5 \times 10^{-7})$	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-1.3 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$
h_6^Z	$(-1.4 \times 10^{-7}, 1.3 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$

Как видно из таблицы, наилучшие в данном анализе значения пределов на коэффициенты связи получены на основе распределения и без учёта дополнительного отбора $N_{jet} = 0$, что отличается от результатов полученных ранее. Такое изменение обусловлено улучшением модели и увеличением количества событий в последних бинах, которые оказывают наибольшее влияние на постановку пределов. Для наглядности в таблице 6.9 приведена побинная статистика событий для эксклюзивного и инклюзивного случаев для коэффициента $h_1^\gamma = 2.5 \cdot 10^{-3}$ соответственно. Полное число событий для проверки подсчета приведено в последнем столбце.

Таблица 6.9 — Количество событий для биннинга $\{0.15, 0.35, 0.55, 0.75, 0.95, 1.15, 1.5\}$ ТэВ для $h_1^\gamma = 2.5 \cdot 10^{-3}$

Процесс	Количество событий в каждом бине						Полное число событий
Эксклюзивный случай							
Данные	14044	300	24	5	1	1	14375
СМ	14617.1	274.9	31.2	5.9	1.3	0.6	14935.5

Продолжение на следующей странице

Таблица 6.9 – Продолжение предыдущей страницы

Процесс	Количество событий в каждом бине						Полное число событий
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	6012.1	237.4	27.3	5.0	1.2	0.6	6288
$W(l\nu)\gamma$	1653.9	34.4	2.7	0.3	0.1	-0.04	1691.5
$\gamma + j$	3738.4	2.3	0.1	0	0	0	3740.8
$e \rightarrow \gamma$	2490.7	-7.6	-0.3	0	0	0	2482.8
$j \rightarrow \gamma$	559.2	5.9	1.3	0.5	0	0	567.1
$Z(l\bar{l})\gamma$	154.4	2.5	0.1	0.1	0	0	157
$t\bar{t}\gamma$	8.5	0	0	0	0	0	8.5
Quad h_1^γ	84.2	123.2	130.8	110.8	92.5	220.7	762.2
Int h_1^γ	-12.3	-1.8	1.0	-0.8	-0.1	-1.6	-15.6
Инклюзивный случай							
Данные	20846	705	81	15	1	1	21649
CM	21733.1	760.2	95.2	19.4	4.5	2.3	22619.9
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	8631.8	464.4	60.4	11.6	2.9	1.3	9177.8
$W(l\nu)\gamma$	3212.6	153.4	17.0	2.2	0.6	0.4	3386.3
$\gamma + j$	5559.3	45.6	5.2	1.4	0.4	0.1	5612
$e \rightarrow \gamma$	3090.6	12.7	2.9	1.5	0	0	3107.7
$j \rightarrow \gamma$	855.2	55.1	6.4	1.8	0.2	0.4	919.1
$Z(l\bar{l})\gamma$	230.6	8.1	0.8	0.3	0	0	239.7
$t\bar{t}\gamma$	150.6	20.9	2.4	0.8	0.1	0	174.9
Квад. h_1^γ	109.1	185.9	200.0	173.6	144.9	370.5	1184
Инт. h_1^γ	-13.3	-3.3	0.6	1.0	1.2	-1.1	-14.9

В таблице 6.12 сравниваются ожидаемые пределы, полученные в данной работе, с поставленными и опубликованными коллаборацией АТЛАС пределами [5]. Для всех коэффициентов h_i^V ($i = \overline{1, 6}$) пределы получились

более строгие, чем опубликованные.

Таблица 6.10 — Сравнение ожидаемых полученных в данной работе и опубликованных одномерных пределов с доверительной вероятностью 95% на $h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$ [5]

Коэф.	Полученные пределы	Опубликованные пределы
h_1^γ	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	—
h_1^Z	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	—
h_2^γ	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.5 \times 10^{-7})$	—
h_2^Z	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	—
h_3^γ	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.3 \times 10^{-4})$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$
h_4^γ	$(-2.5 \times 10^{-7}, 2.4 \times 10^{-7})$	$(-4.4 \times 10^{-7}, 4.3 \times 10^{-7})$
h_4^Z	$(-2.2 \times 10^{-7}, 2.2 \times 10^{-7})$	$(-4.5 \times 10^{-7}, 4.4 \times 10^{-7})$
h_5^γ	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	—
h_5^Z	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	—
h_6^γ	$(-1.2 \times 10^{-7}, 1.2 \times 10^{-7})$	—
h_6^Z	$(-1.1 \times 10^{-7}, 1.1 \times 10^{-7})$	—

В работе поставлены двумерные пределы на коэффициенты (h_3^γ, h_3^Z) , (h_4^γ, h_4^Z) , (h_3^γ, h_5^γ) , (h_1^Z, h_6^Z) , (h_2^γ, h_6^γ) , (h_2^Z, h_6^Z) , (h_4^γ, h_5^γ) , (h_4^Z, h_5^Z) для двух случаев: эксклюзивного и инклюзивного. Из рисунков 6.10, 6.11 видно, что пределы для инклюзивного случая лучше, чем в эксклюзивном, что согласуется с одномерными пределами. Перекрестное слагаемое в квадрате модуля амплитуды 4.3 отвечает за наклон контура. Из рисунка 6.11 видно, что новые коэффициенты h_5^V, h_6^V имеют полную корреляцию с коэффициентами h_4^V, h_2^V соответственно, т.е. область не ограничивается эллипсом, а двумя параллельными прямыми. Из результатов таблицы 6.12, и на рисунках 6.10, 6.11 видно, что коэффициенты h_1^V и h_3^V , h_2^V и h_4^V , h_5^V и h_6^V ведут себя одинаково, поэтому коэффициенты h_1^V, h_2^V, h_6^V будут исключены из будущего анализа.

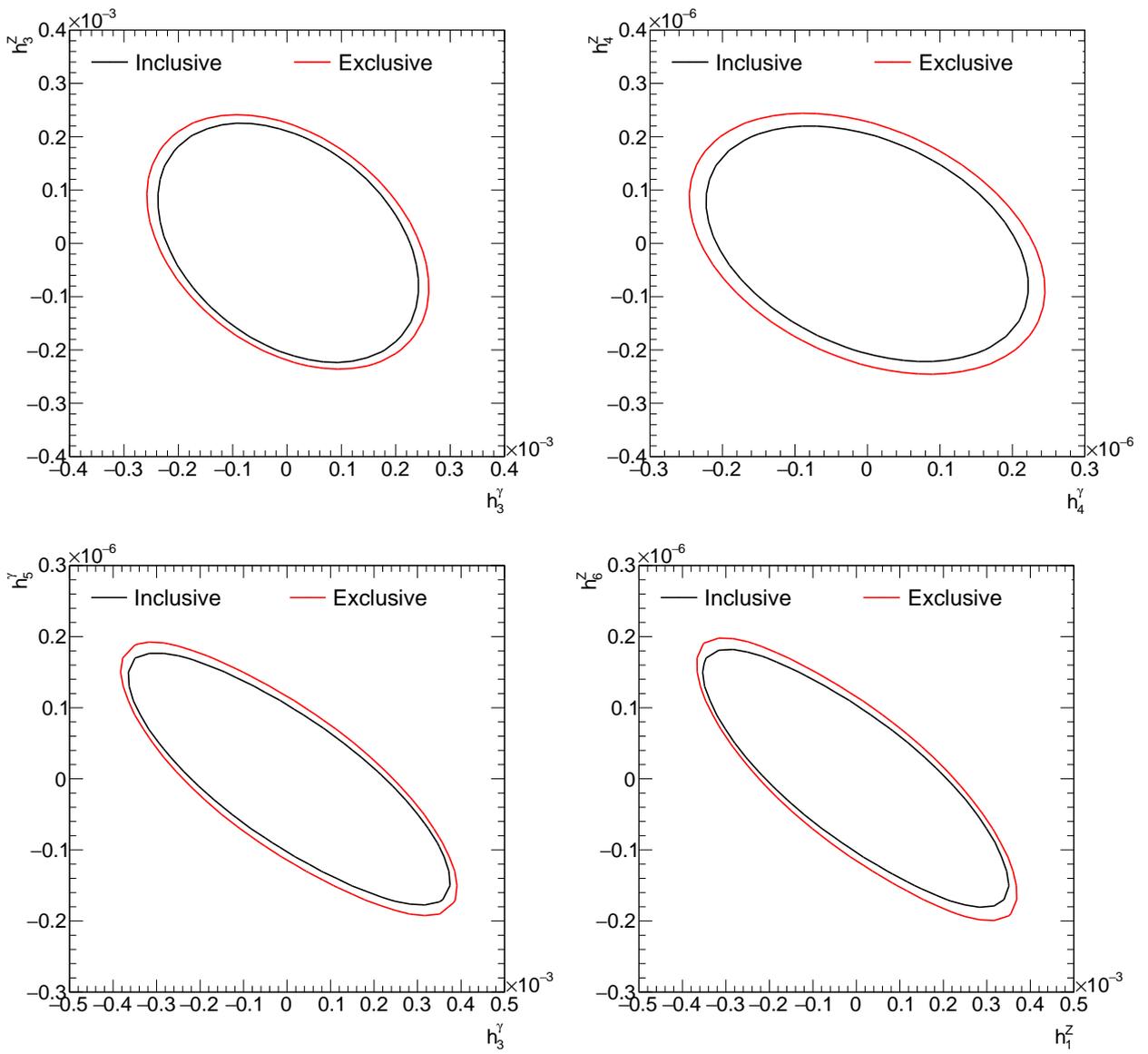


Рисунок 6.10 — Двумерные пределы на коэффициенты (слева направо и сверху вниз): (h_3^γ, h_3^z) , (h_4^γ, h_4^z) , (h_3^γ, h_5^γ) , (h_1^γ, h_6^z) . Красным цветом показан эксклюзивный случай, черным — инклюзивный

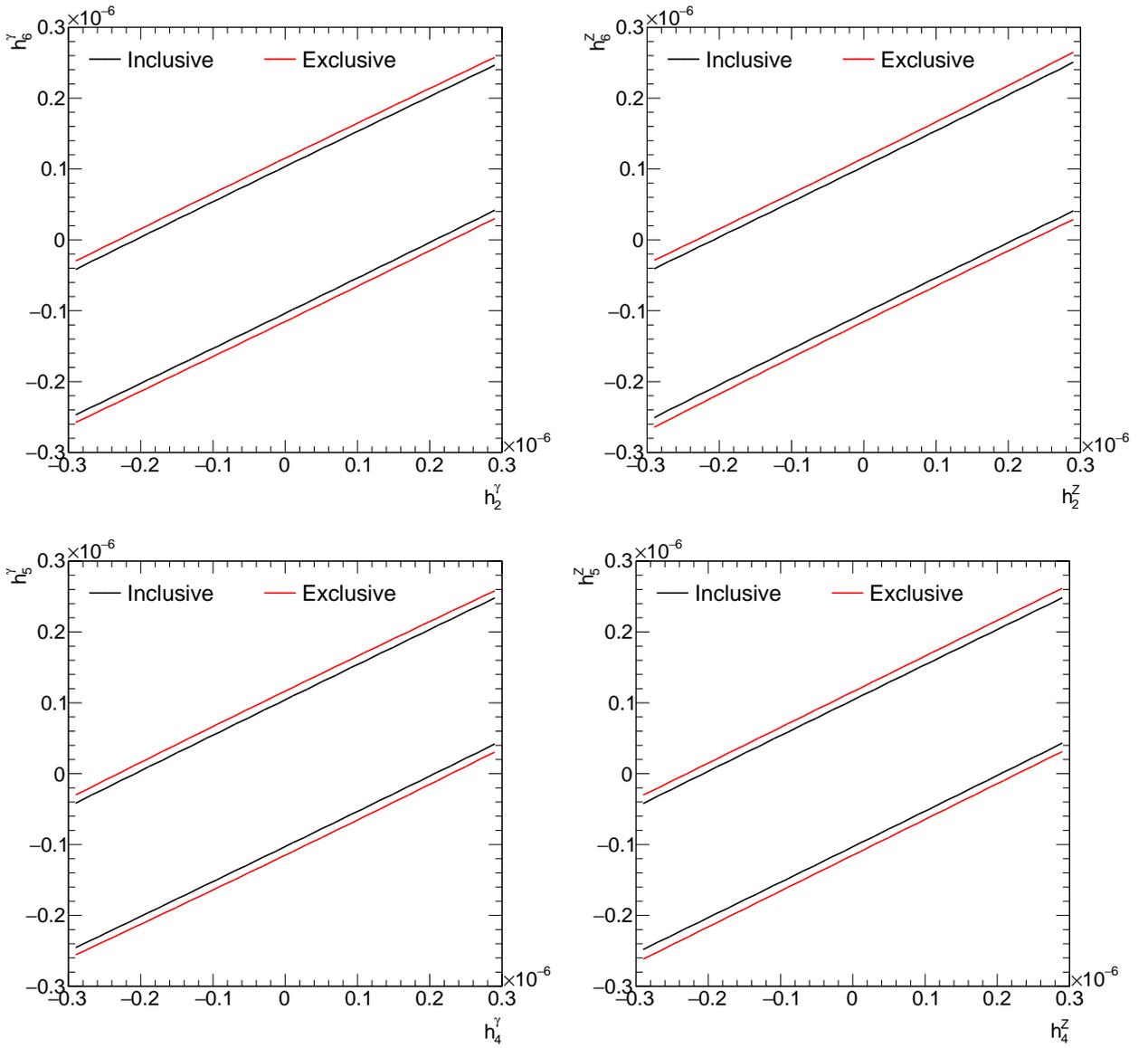


Рисунок 6.11 — Двумерные пределы на коэффициенты (слева направо и сверху вниз): (h_2^γ, h_6^γ) , (h_2^Z, h_6^Z) , (h_4^γ, h_5^γ) , (h_4^Z, h_5^Z) . Красным цветом показан эксклюзивный случай, черным — инклюзивный

6.3. ОКОНЧАТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для получения окончательных результатов были рассмотрены коэффициенты h_3^V , h_4^V , h_5^V , т.к. в прошлой главе было показано, что данные коэффициенты ведут себя аналогичным с коэффициентами h_1^V , h_2^V , h_6^V образом. Проверенная ранее модель была использована для заказа официальных МК наборов событий с полной симуляцией детектора АТЛАС. При заказе наборов событий, использовалось программное обеспечение коллаборации АТЛАС — Athena [39]. Модель включает в себя полную симуляцию

детектора АТЛАС в Geant4. Основные отборы, использованные в данном исследовании, получены в работе [34]. Они представлены в таблице 6.11.

Таблица 6.11 — Критерии отбора событий для сигнального процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

$$\begin{aligned}
 & N_\gamma = 1 \\
 & |\text{ph_z_point}| < 250 \text{ мм} \\
 & p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ} \\
 & (N_\mu + N_e + N_\tau) = 0 \\
 & E_T^{\text{miss}} > 130 \text{ ГэВ} \\
 & E_T^{\text{miss}} \text{ significance} > 11 \\
 & (E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma) < 0, \quad p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05 \\
 & \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.6, \quad \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.3
 \end{aligned}$$

В таблице N_τ — количество τ -лептонов. В данной таблице по сравнению в таблицей 6.1 убран отбор по переменной p_T^{SoftTerm} , изменены отборы по переменным $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)$ и $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)$. Правки в отборах обусловлены тем, что критерии отбора улучшались со временем и для получения окончательных результатов были использованы наиболее актуальные [34].

Для окончательных результатов рассматривался только инклюзивный случай, т.к. в предыдущей главе было установлено, что пределы для него получаются строже. Распределения по поперечной энергии фотона приведены на рисунках 6.12. МК моделирует фоновые процессы не идеально, поэтому для лучшего соответствия модели с данными, фоны нормализуются. Фоновые процессы $W\gamma$ и $\gamma + jet$ умножаются на коэффициенты нормализации 0.94 и 0.75 соответственно, которые получаются из процедуры фитирования, основанной на функции максимального правдоподобия. Фоновый процесс $e \rightarrow \gamma$ нормализуется по методу «меченой» и «пробной» частицы [34].

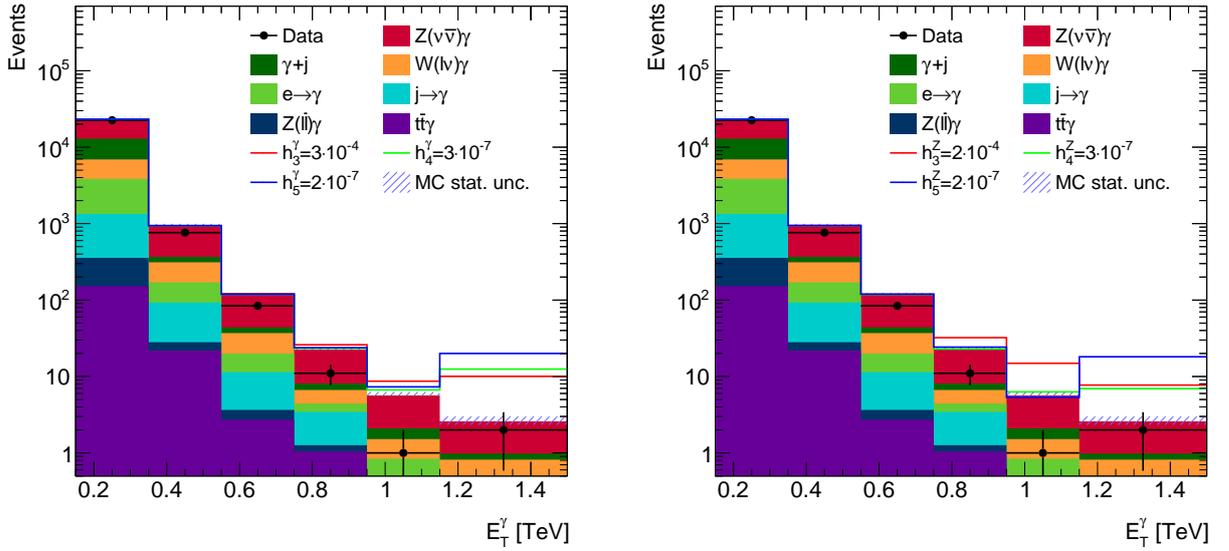


Рисунок 6.12 — Распределения по поперечной энергии фотона с указанием всех фонов (вклад каждого фона в сумму обозначен соответствующим цветом), а также аномальных вкладов (обозначены сплошными линиями)

Полученные с использованием данных распределений одномерные пределы приведены в таблице 6.11. В таблице представлены как ожидаемые пределы, для которых предсказание СМ использовано в качестве данных, так и наблюдаемые, для которых использован полный набор данных второго сеанса работы АТЛАС.

Таблица 6.12 — Ожидаемые и наблюдаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma, h_5^\gamma, h_5^Z$

Коэф.	Ожидаемые пределы	Наблюдаемые пределы
h_3^γ	$(-2.2 \times 10^{-4}, 2.2 \times 10^{-4})$	$(-1.4 \times 10^{-4}, 1.7 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.0 \times 10^{-4}, 2.1 \times 10^{-4})$	$(-1.4 \times 10^{-4}, 1.4 \times 10^{-4})$
h_4^γ	$(-2.1 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-1.9 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
h_4^Z	$(-2.0 \times 10^{-7}, 2.0 \times 10^{-7})$	$(-1.8 \times 10^{-7}, 1.8 \times 10^{-7})$
h_5^γ	$(-1.0 \times 10^{-7}, 1.0 \times 10^{-7})$	$(-9.0 \times 10^{-8}, 9.3 \times 10^{-8})$
h_5^Z	$(-8.9 \times 10^{-8}, 1.2 \times 10^{-7})$	$(-6.8 \times 10^{-8}, 1.2 \times 10^{-7})$

Полученные двумерные пределы приведены на рисунке 6.13. Аналогично предыдущим результатам пределы на коэффициенты (h_3^V, h_4^V) , (h_3^V, h_5^V) ограничены эллипсами, а для (h_4^V, h_5^V) — прямыми. Стоит отметить, что для коэффициента h_5^Z асимметрия одномерных пределов и

пересечение областей ожидаемых и наблюдаемых пределов для (h_3^Z, h_5^Z) обусловлена большим вкладом интерференционного слагаемого.

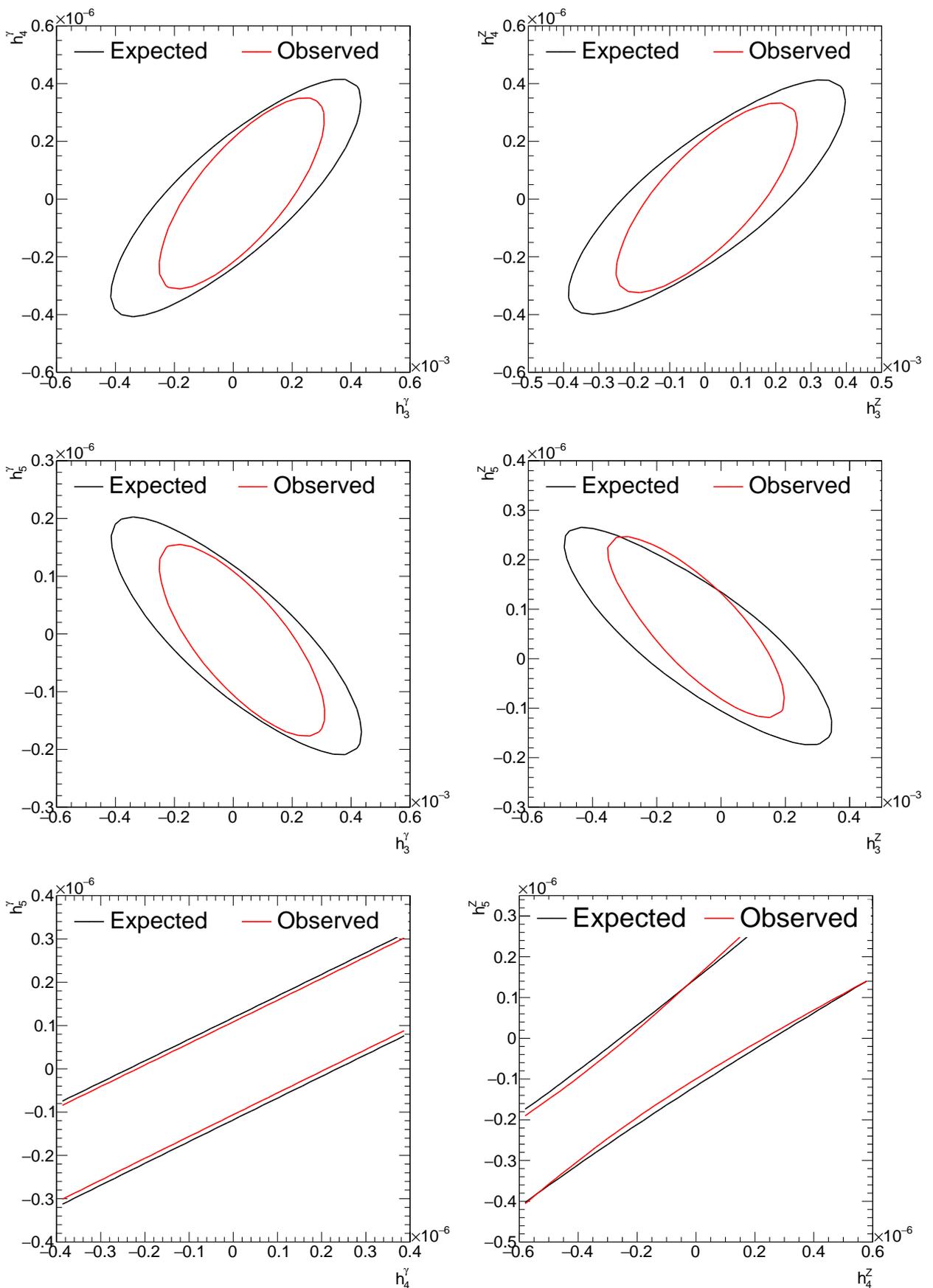


Рисунок 6.13 — Двумерные пределы на коэффициенты (слева направо и сверху вниз): $(h_3^{\gamma}, h_4^{\gamma})$, (h_3^Z, h_4^Z) , $(h_3^{\gamma}, h_5^{\gamma})$, (h_3^Z, h_5^Z) , $(h_4^{\gamma}, h_5^{\gamma})$, (h_4^Z, h_5^Z) . Красным цветом показан эксклюзивный случай, черным — инклюзивный

Полученные пределы проверены на унитарность по формулам, приведенным в главе 1.3. Для h_3^γ и h_3^Z пределы начинают нарушать границу при 18 ТэВ и 17 ТэВ соответственно. Данные границы превышают энергию центра масс $\sqrt{s}=13$ ТэВ, в рамках которой проводится анализ. Таким образом, коэффициенты связи h_3^V являются унитаризованными в условиях работы эксперимента АТЛАС. Для коэффициентов h_4^γ и h_4^Z энергия, при которой начинает нарушаться унитарность, равна 11 ТэВ и 10 ТэВ соответственно, для h_5^γ и h_5^Z — 11 ТэВ и 10 ТэВ. Из распределений по переменной $m_{Z\gamma}$ для интерференционного и квадратичного слагаемых, представленных на рисунке 6.14 видно, что вклад аномальных вершин на таких энергиях пренебрежимо мал. Применение клиппинга в данном случае не изменит пределы, поэтому они являются унитаризованными.

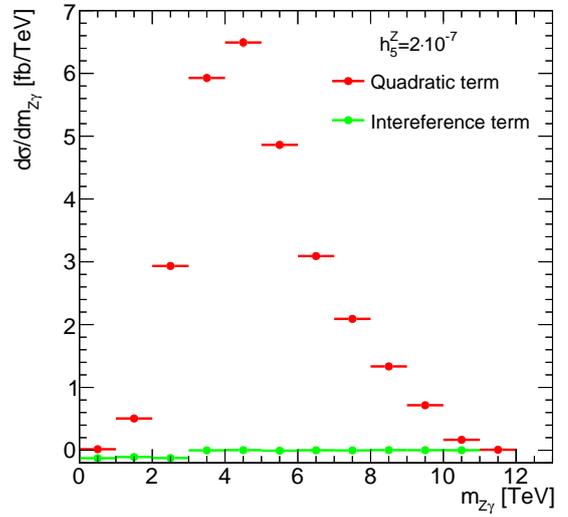
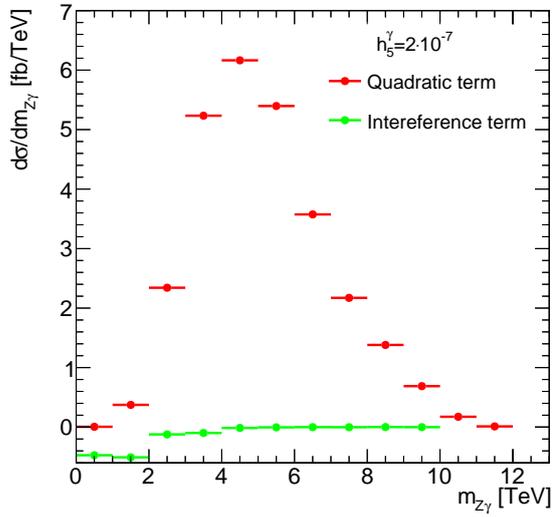
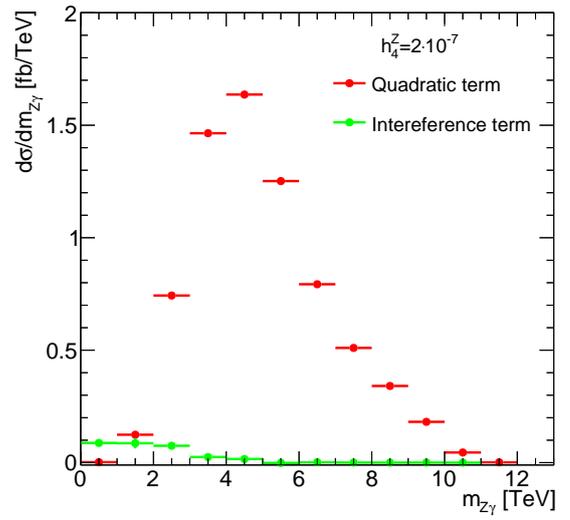
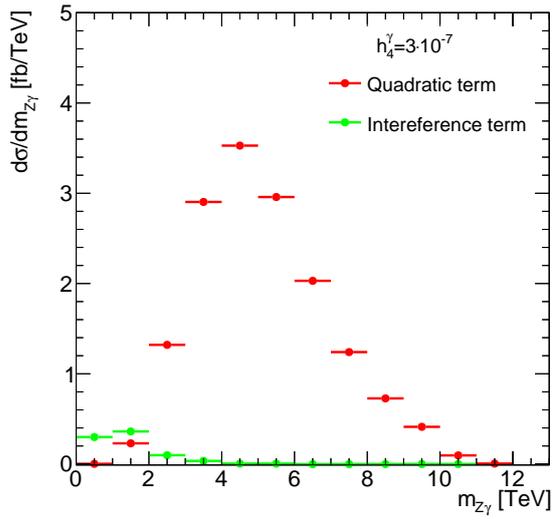


Рисунок 6.14 — Распределение по $m_{Z\gamma}$ для коэффициентов связи: h_4^γ , h_4^Z , h_5^γ , h_5^Z

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучались трехбозонные нейтральные вершины для процесса рождения Z -бозона в ассоциации с фотоном в формализме вершиной функции. Данный формализм позволяет параметризовать взаимодействия бозонов. Параметры — коэффициенты связи — являются неизвестными величинами, но могут быть ограничены экспериментально.

Результатом данной работы являются одномерные и двумерные пределы на шесть коэффициентов связи, которые, как показано в работе, ведут себя аналогичным другим шести. Для постановки пределов был применен частотный статистический метод, основанный на функции правдоподобия. В работе использована светимость 140 фб^{-1} , что соответствует полному набору данных во втором сеансе работы АТЛАС. Созданная модель учитывает все фоновые процессы. При генерации событий был применен метод декомпозиции, работа которого проверена в рамках первых тестирований. Результатом промежуточных проверок является и факт того, что пределы получаются более строгими в инклюзивном случае, т.е. без дополнительного отбора на адронные струи. Кроме того, пределы лучше при использовании полного распределения по чувствительной к аномальным взаимодействиям переменной E_T^γ , чем одного оптимизированного бина. Установлено, что все ограничения являются унитаризованными. В рамках данного исследования получено значительное улучшение пределов на все коэффициенты связи по сравнению с опубликованными наиболее строгими в мире ограничениями. Кроме того, пределы поставлены на новые параметры h_5^V , h_6^V . Полученные в работе двумерные пределы показали, что эти коэффициенты являются полностью коррелирующими с коэффициентами h_4^V , h_2^V .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Einasto J.* Dark Matter. — 2010. — arXiv: [0901.0632](#) [[astro-ph.CO](#)].
2. *Maas A.* Brout-Englert-Higgs physics: From foundations to phenomenology // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2019. — Vol. 106. — P. 132–209. — arXiv: [1712.04721](#) [[hep-ph](#)].
3. *Haxton W. C., Hamish Robertson R. G., Serenelli A. M.* Solar Neutrinos: Status and Prospects // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 51. — P. 21–61. — arXiv: [1208.5723](#) [[astro-ph.SR](#)].
4. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 2012. — Vol. 716. — P. 1–29. — arXiv: [1207.7214](#) [[hep-ex](#)].
5. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple gauge-boson couplings / M. Aaboud [et al.] // *J. High Energy Phys.* — 2018. — Vol. 12. — P. 010. — arXiv: [1810.04995](#) [[hep-ex](#)].
6. Review of Particle Physics / R. L. Workman [et al.] // *Prog. Theor. Exp. Phys.* — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
7. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и ее расширения. — М. : Физматлит, 2007. — 584 с.
8. *Степаньянц К. В.* Классическая теория поля: учебное пособие. — М. : Физматлит, 2009. — 540 с.
9. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / C. Degrande [et al.] // *Annals Phys.* — 2013. — Vol. 335. — P. 21–32. — arXiv: [1205.4231](#) [[hep-ph](#)].

10. *Gounaris G. J., Layssac J., Renard F. M.* Signatures of the anomalous $Z\gamma$ and ZZ production at the lepton and hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 61. — P. 073013. — arXiv: [hep-ph/9910395](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9910395).
11. *Ellis J., He H.-J., Xiao R.-Q.* Probing neutral triple gauge couplings at the LHC and future hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 107, no. 3. — P. 035005. — arXiv: [2206.11676 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2206.11676).
12. *Ellis J., He H.-J., Xiao R.-Q.* Probing Neutral Triple Gauge Couplings with $Z^*\gamma(\nu\bar{\nu}\gamma)$ Production at Hadron Colliders // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 108, no. 11. — P. L111704. — arXiv: [2308.16887 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2308.16887).
13. *Peskin M. E., Schroeder D. V.* An Introduction to Quantum Field Theory. — Westview Press, 1995. — Reading, USA: Addison-Wesley (1995) 842 p.
14. *Dicus D. A., He H.-J.* Scales of fermion mass generation and electroweak symmetry breaking // Phys. Rev. D. — 2005. — Vol. 71. — P. 093009. — arXiv: [hep-ph/0409131](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409131).
15. LHC Machine // JINST / ed. by L. Evans, P. Bryant. — 2008. — Vol. 3. — S08001.
16. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
17. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
18. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08004.
19. The LHCb Detector at the LHC / A. A. Alves Jr. [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08005.
20. Operation and performance of the ATLAS Tile Calorimeter in Run 1 / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 12. — P. 987. — arXiv: [1806.02129 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1806.02129).
21. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2023. — Vol. 83, no. 10. — P. 982. — arXiv: [2212.09379 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/2212.09379).

22. *Walkowiak W.* ATLAS Plans for the High-Luminosity LHC // PoS / ed. by R. Fleischer [et al.]. — 2018. — Vol. BEAUTY2018. — P. 055.
23. Performance of the reconstruction of large impact parameter tracks in the inner detector of ATLAS / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2023. — Vol. 83, no. 11. — P. 1081. — arXiv: [2304.12867 \[hep-ex\]](#).
24. *Aad G.* The Standard Model is complete, what's next : Habilitation à diriger des recherches / Aad G. — Aix-Marseille Université, 2024.
25. The New Small Wheel electronics / G. Iakovidis [et al.] // JINST. — 2023. — Vol. 18, no. 05. — P05012. — arXiv: [2303.12571 \[hep-ex\]](#).
26. Performance of the ATLAS Trigger System in 2015 / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77, no. 5. — P. 317. — arXiv: [1611.09661 \[hep-ex\]](#).
27. ROOT: A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization / I. Antcheva [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2009. — Vol. 180. — P. 2499–2512. — arXiv: [1508.07749 \[physics.data-an\]](#).
28. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [et al.] // JHEP. — 2014. — Vol. 07. — P. 079. — arXiv: [1405.0301 \[hep-ph\]](#).
29. *Sjöstrand T.* The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future // Comput. Phys. Commun. — 2020. — Vol. 246. — P. 106910. — arXiv: [1907.09874 \[hep-ph\]](#).
30. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg [et al.] // JHEP. — 2009. — Vol. 02. — P. 007. — arXiv: [0811.4622 \[hep-ph\]](#).
31. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment / J. de Favereau [et al.] // JHEP. — 2014. — Vol. 02. — P. 057. — arXiv: [1307.6346 \[hep-ex\]](#).
32. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.

33. *Wilks S. S.* The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses // The annals of mathematical statistics. — 1938. — Vol. 9, no. 1. — P. 60–62.
34. Measurement of $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ +jets differential cross sections and search for neutral triple gauge couplings in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector : tech. rep. / E. Soldatov [et al.] ; CERN. — Geneva, 2024.
35. *Hirschi V., Mattelaer O.* Automated event generation for loop-induced processes // JHEP. — 2015. — Vol. 10. — P. 146. — arXiv: [1507.00020 \[hep-ph\]](#).
36. *Bevington P. R., Robinson D. K.* Data reduction and error analysis for the physical sciences; 3rd ed. — New York, NY : McGraw-Hill, 2003.
37. Measurement of ZZ CP-violation and polarization in four-lepton dataset in 13 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector / B. Zhou [et al.] // ATLAS Note. — 2023. — P. 280.
38. FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology / A. Alloul [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2014. — Vol. 185. — P. 2250–2300. — arXiv: [1310.1921 \[hep-ph\]](#).
39. The Athena control framework in production, new developments and lessons learned / P. Calafiura [et al.] // 14th International Conference on Computing in High-Energy and Nuclear Physics. — 2005. — P. 456–458.

ПРИЛОЖЕНИЯ

А. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПЕРЕМЕННЫМ, ИСПОЛЬЗОВАННЫМ ПРИ ПОИСКЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ В РАМКАХ ПЕРВОГО ТЕСТИРОВАНИЯ

На рисунках 15 – 16 показаны переменные, которые были проверены на наличие расхождений со СМ, но не имеющие их. Следует отметить, что распределения СМ в данном случае имеют большее количество предсказываемых событий, чем процесс с учетом аномальных вкладов, потому что СМ смоделирована для более высокого порядка в теории возмущений. Область $1.37 < |\eta| < 1.52$ исключается из анализа, так как это значение псевдобыстроты отвечает «слепой» зоне детектора, области перехода центральной части к торцевой, в которой сильно ухудшается энергетическое разрешение.

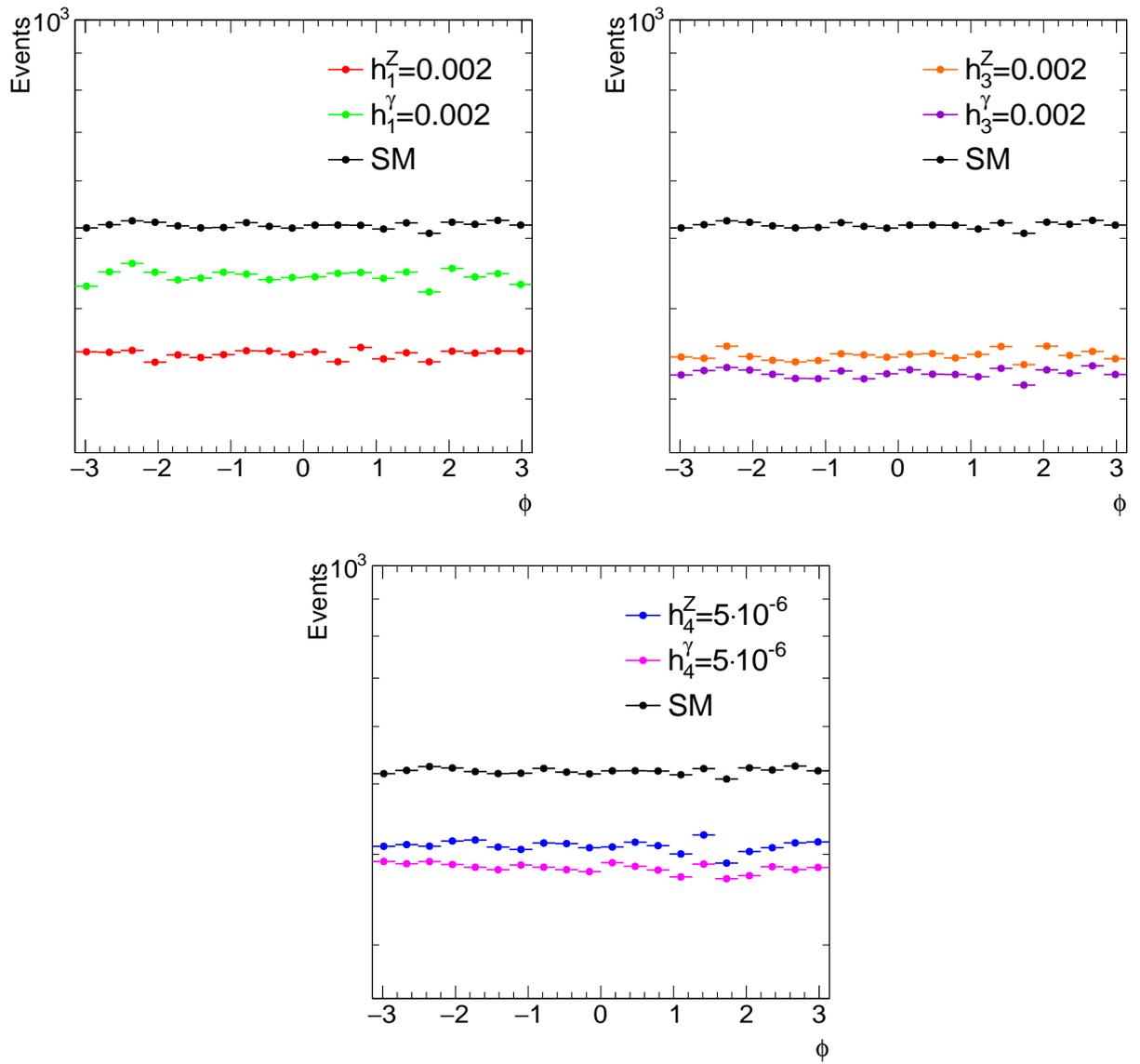


Рисунок 15 — Распределения по азимутальному углу между фотоном и недостающим поперечным импульсом для СМ и случая с ненулевыми значениями параметра аномальной вершины

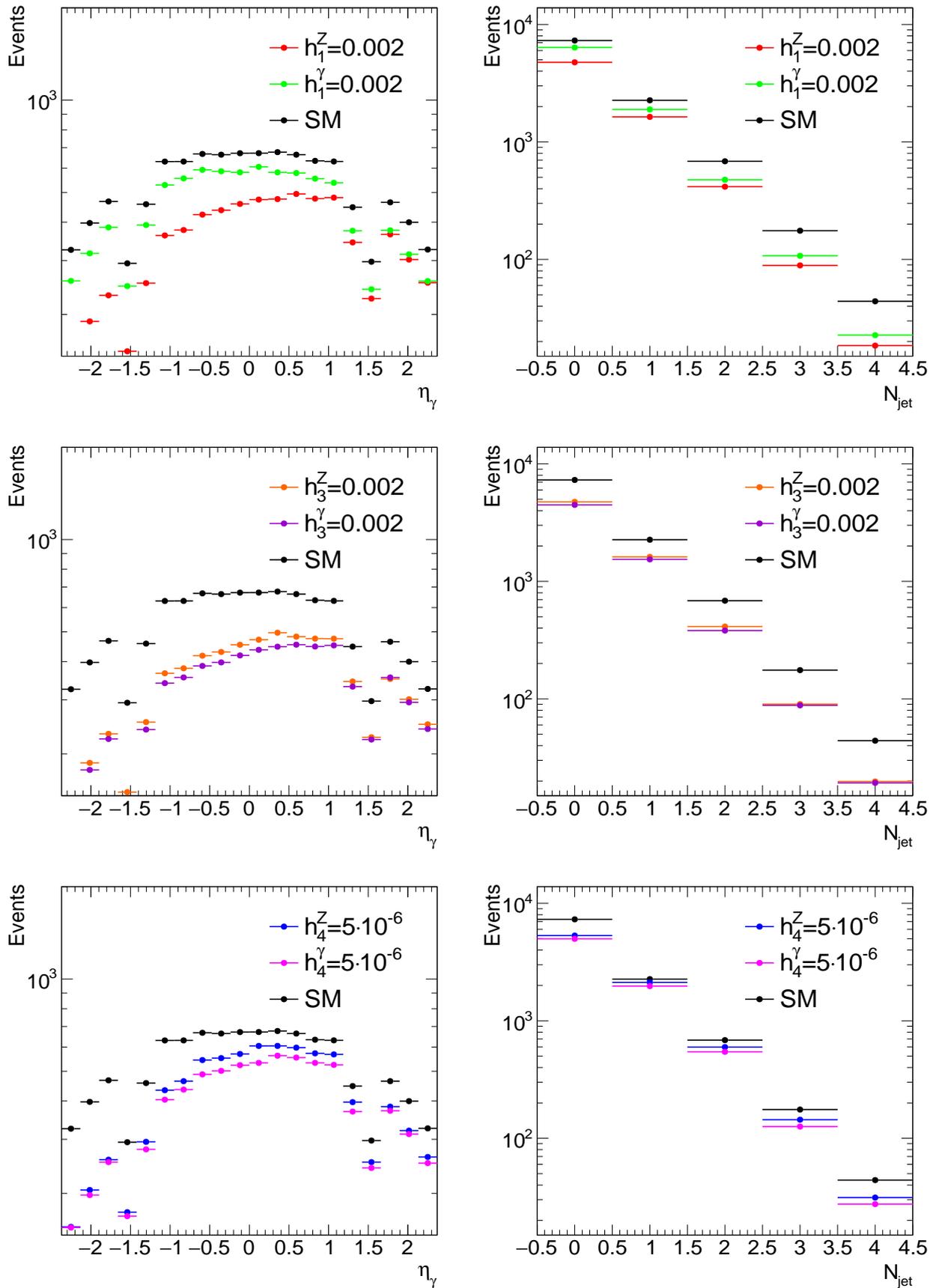


Рисунок 16 — Распределения по псевдобыстроте фотона слева и по количеству адронных струй справа для СМ и случая с ненулевым значением параметра аномальной вершины

Б. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПЕРЕМЕННЫМ, ИСПОЛЬЗОВАННЫМ ПРИ ПОИСКЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ К АНОМАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ И СР-НАРУШЕНИЮ ПЕРЕМЕННЫХ

В данном приложении приведены распределения для переменных, которые не оказались чувствительными к аномальным взаимодействиям и к СР-нарушению, потому что погрешности для интерференционного слагаемого СР-нарушающего коэффициента велики для всех переменных, т.е. распределение согласуется с отсутствием интерференционных событий в каждом бине. Переменные, отмеченные *, построены в системе центра масс (СЦМ) Z -бозона и фотона, другие переменные построены в лабораторной системе отсчета (ЛСО).

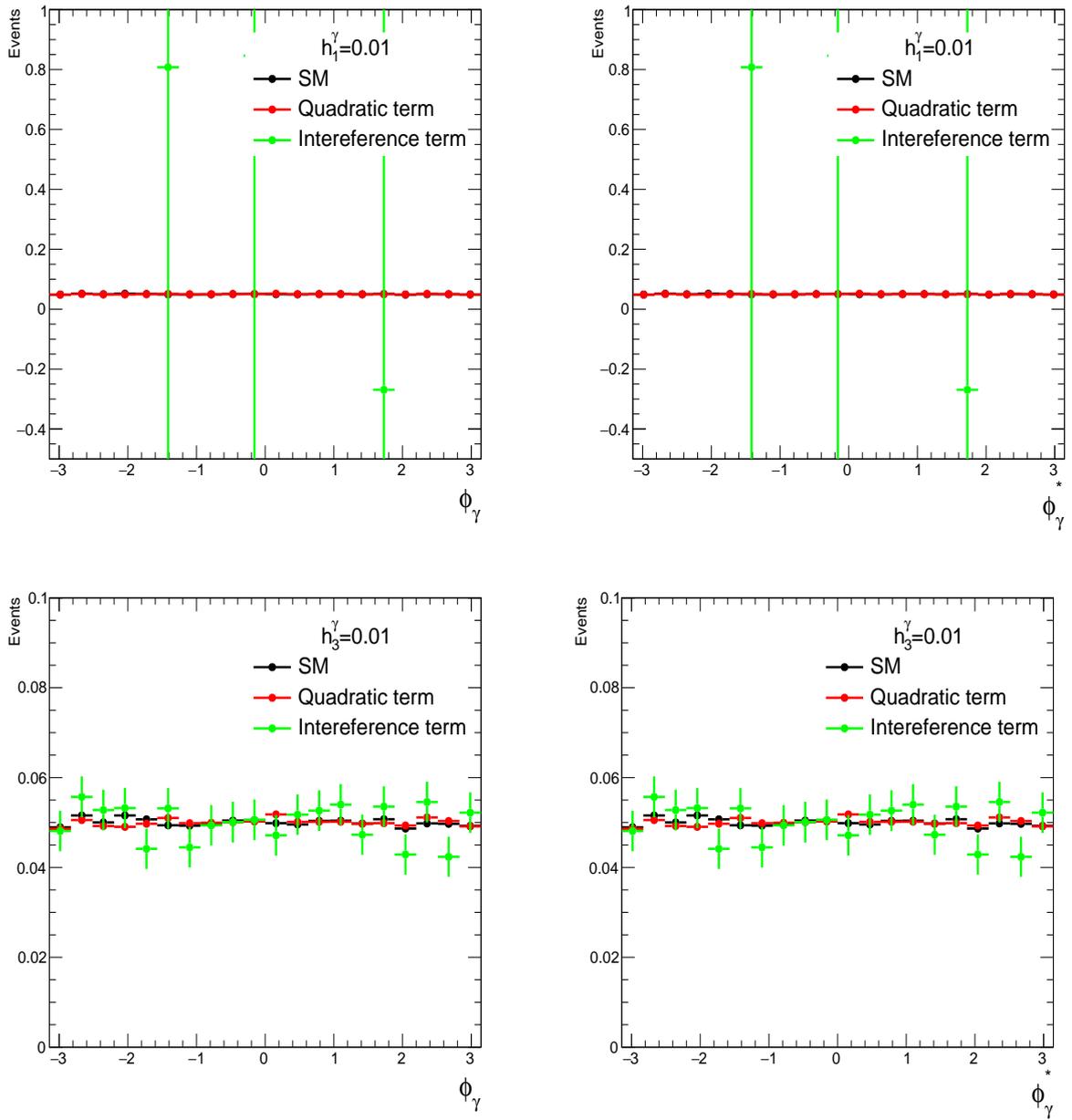


Рисунок 17 — Распределения по азимутальному углу для фотона ϕ_γ в ЛСО слева и в СЦМ справа с ненулевым коэффициентом связи h_1^γ на верхних рисунках и h_3^γ на нижних рисунках

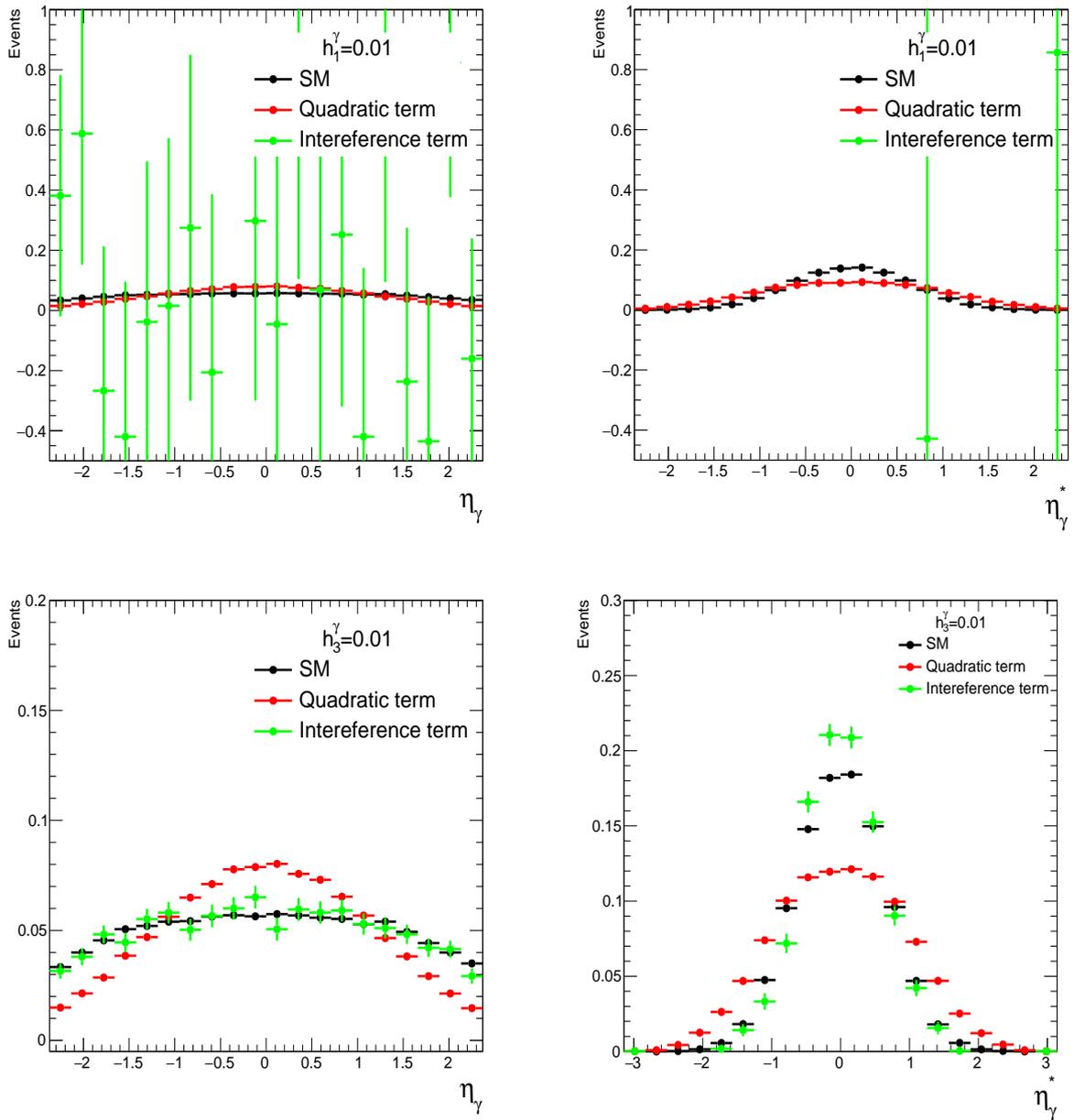


Рисунок 18 — Распределения по псевдобыстроте для фотона η_γ в ЛСО слева и в СЦМ справа для ненулевого коэффициента связи h_1^γ на верхних рисунках и для h_3^γ на нижних рисунках

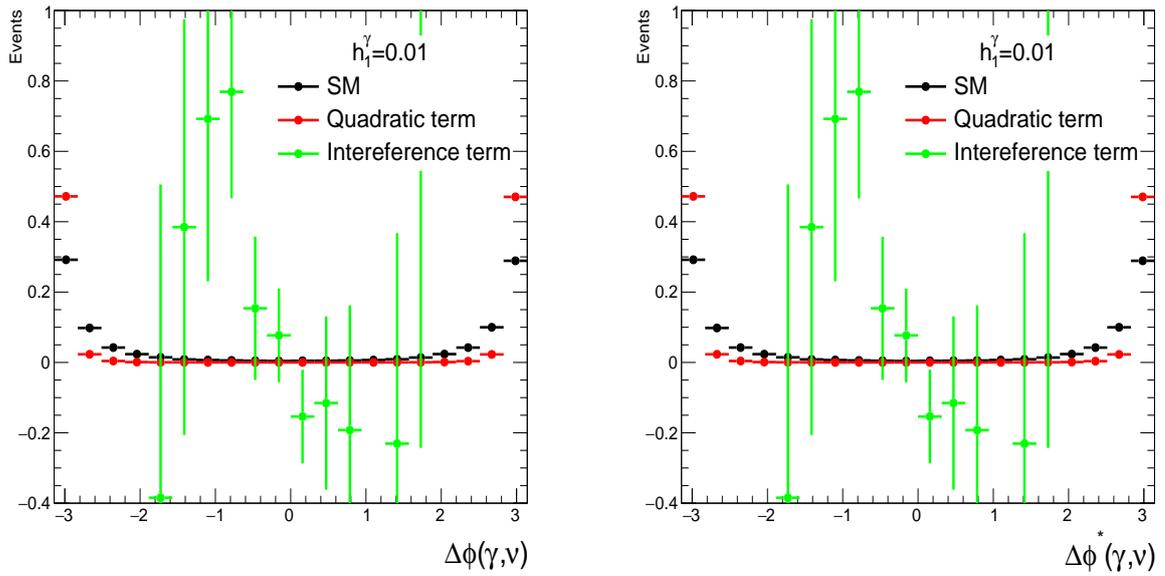


Рисунок 19 — Распределения по разнице углов ϕ для фотона и нейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

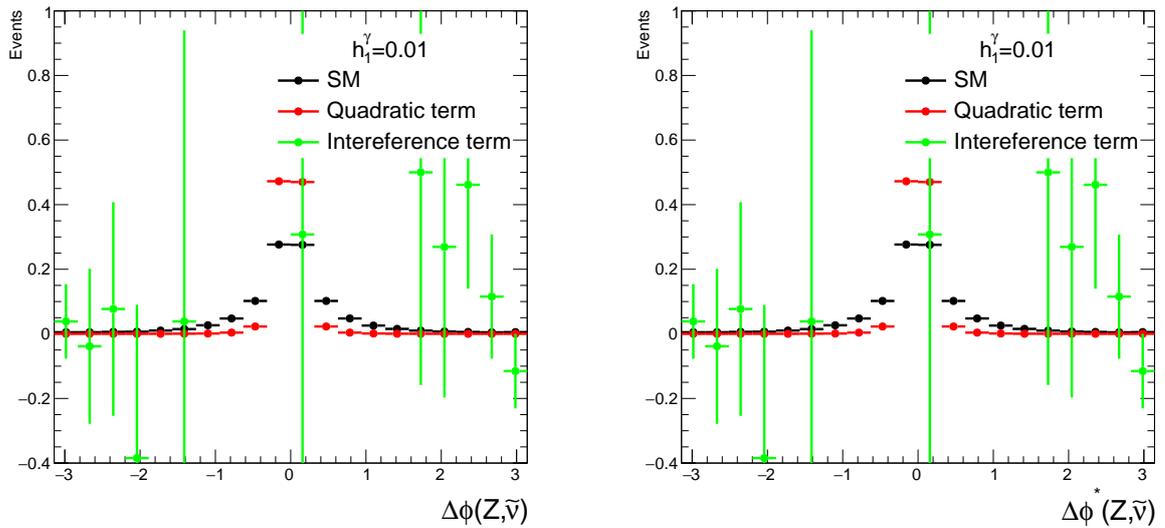


Рисунок 20 — Распределения по разнице углов ϕ для Z -бозона и антинейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

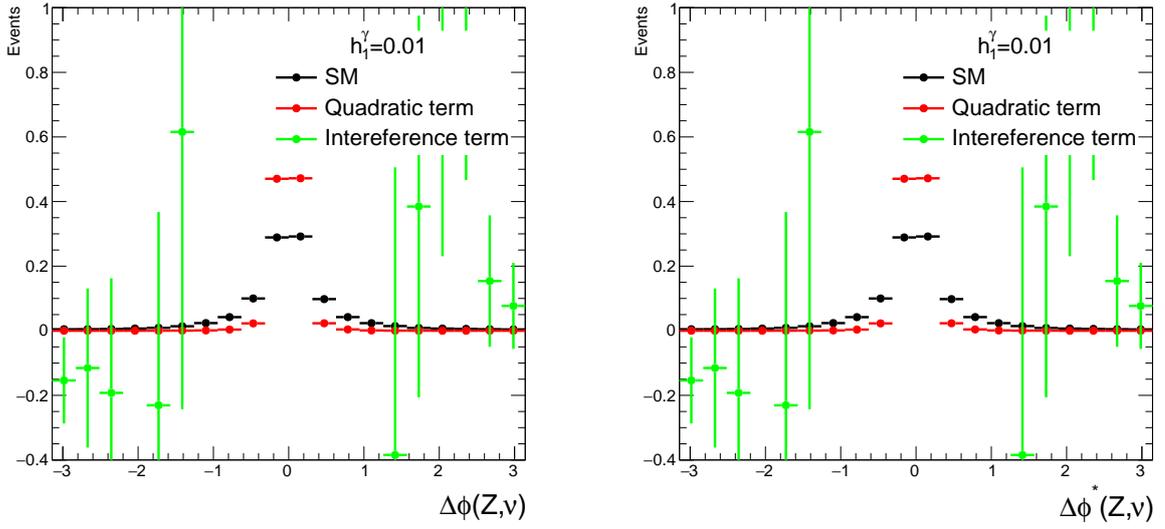


Рисунок 21 — Распределения по разнице углов ϕ для Z -бозона и нейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

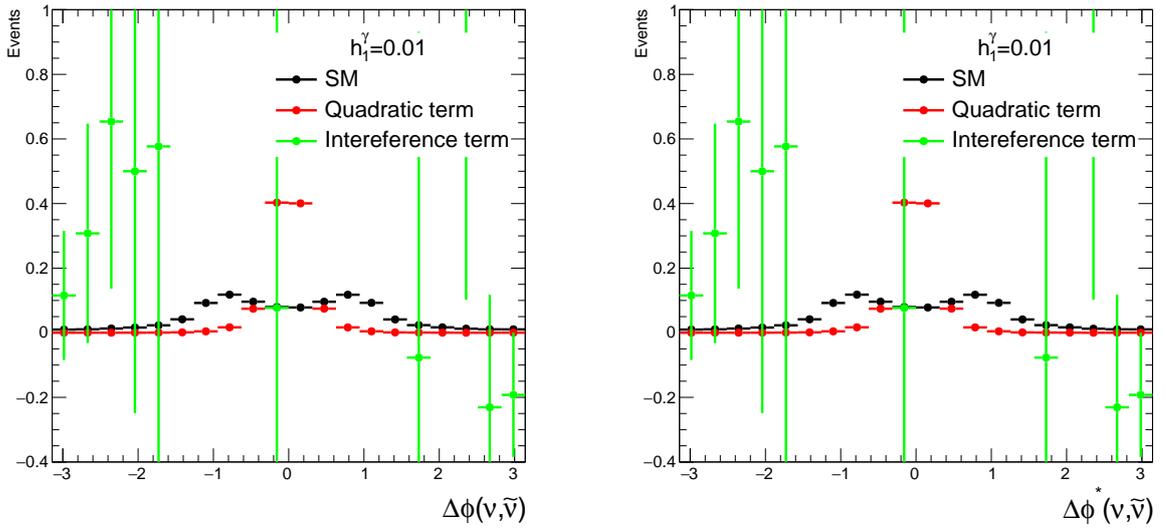


Рисунок 22 — Распределения по разнице углов ϕ для нейтрино и антинейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

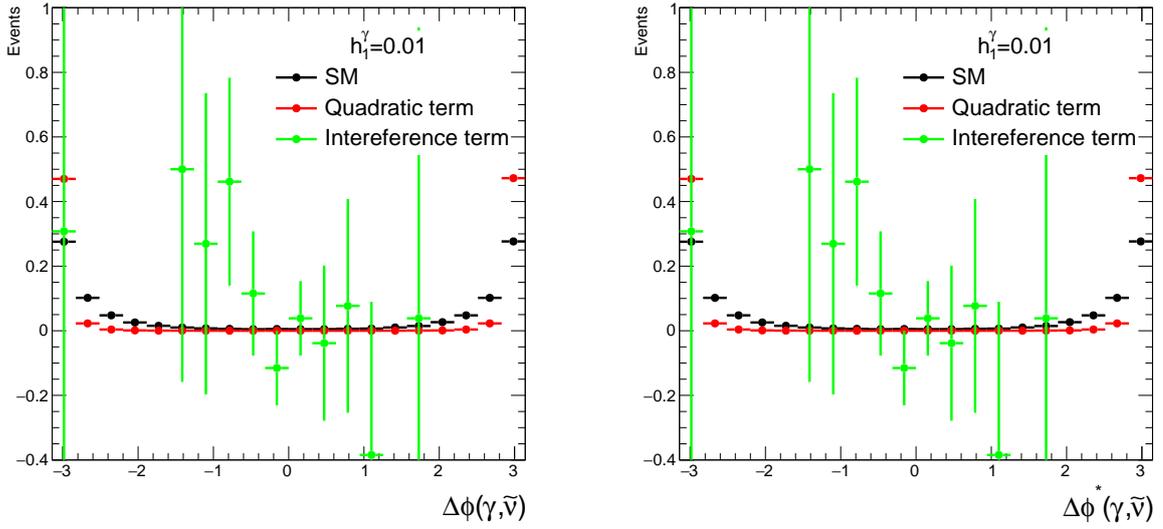


Рисунок 23 — Распределения по разнице углов ϕ для фотона и антинейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

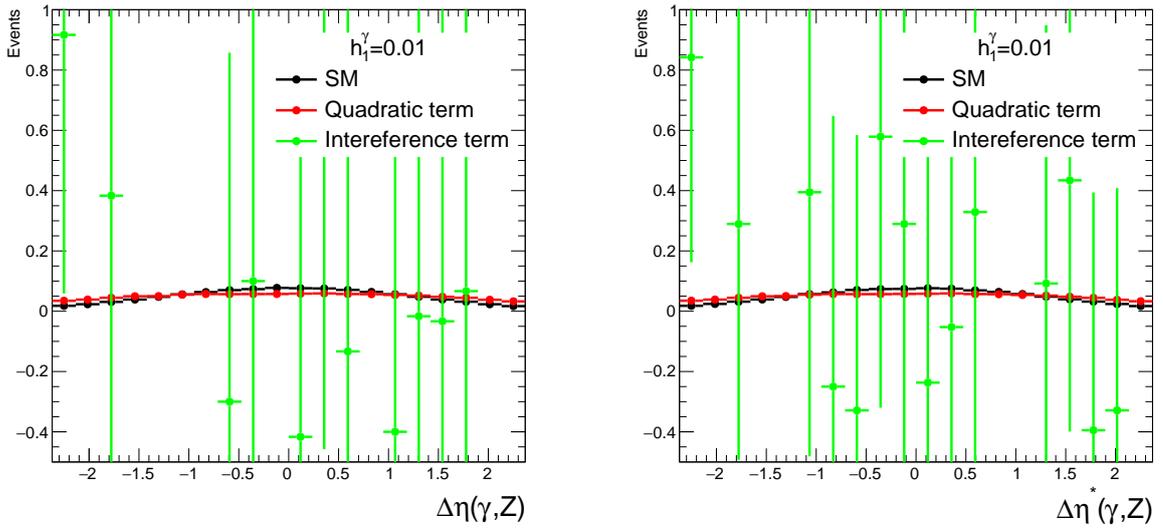


Рисунок 24 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для фотона и Z -бозона для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

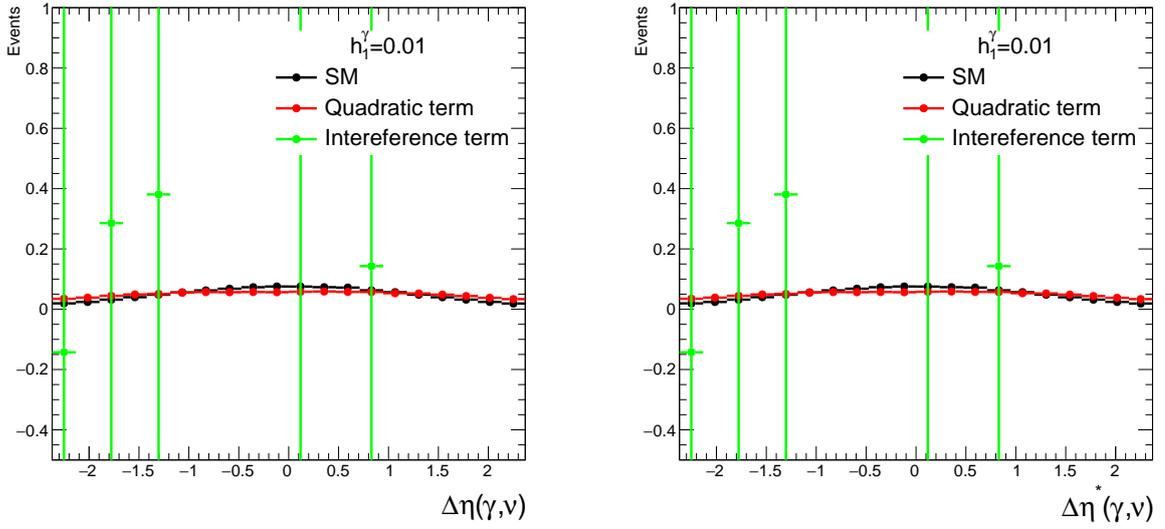


Рисунок 25 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для фотона и нейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

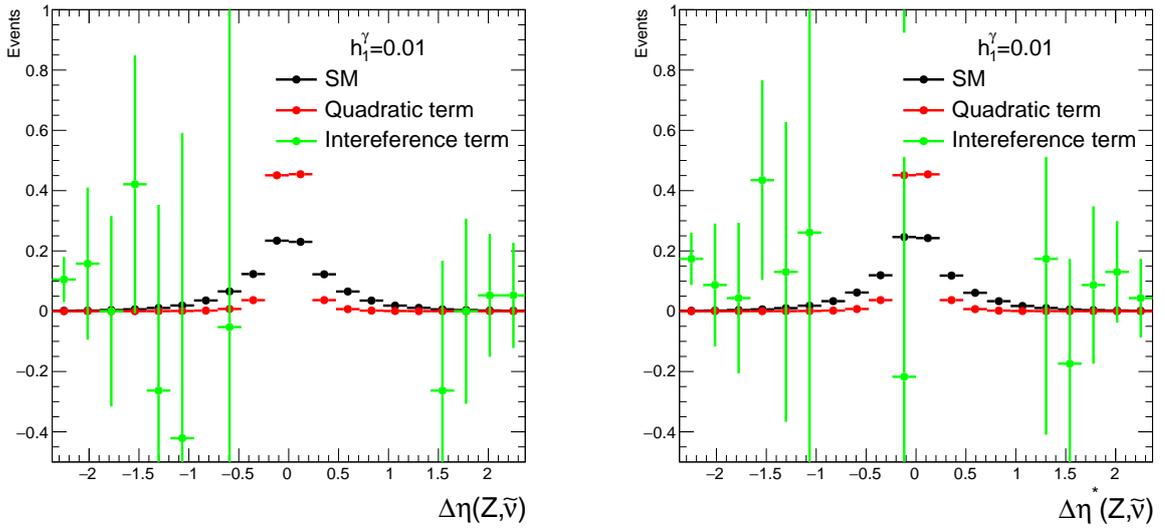


Рисунок 26 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для Z -бозона и антинейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

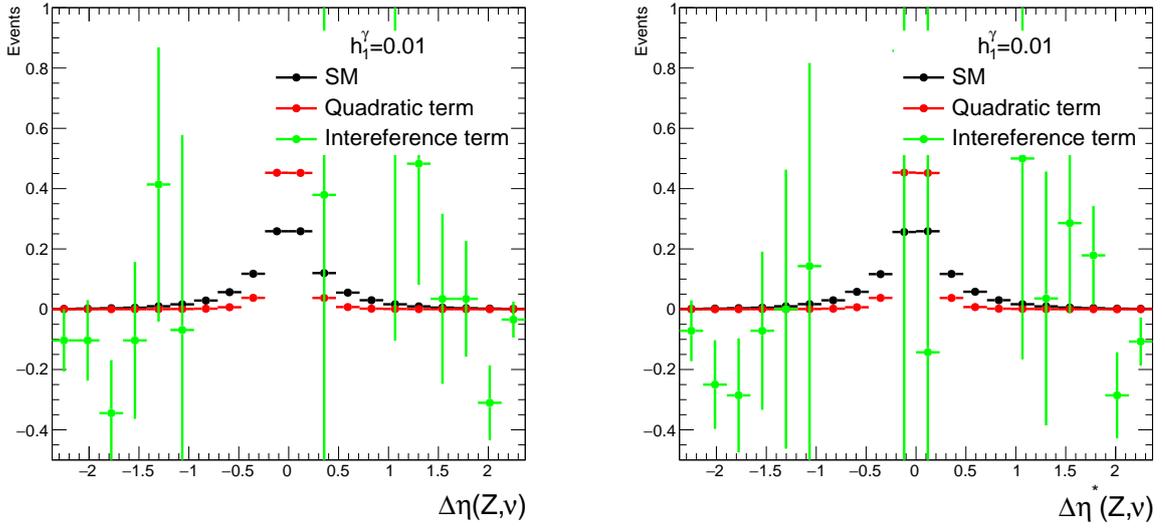


Рисунок 27 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для Z -бозона и нейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

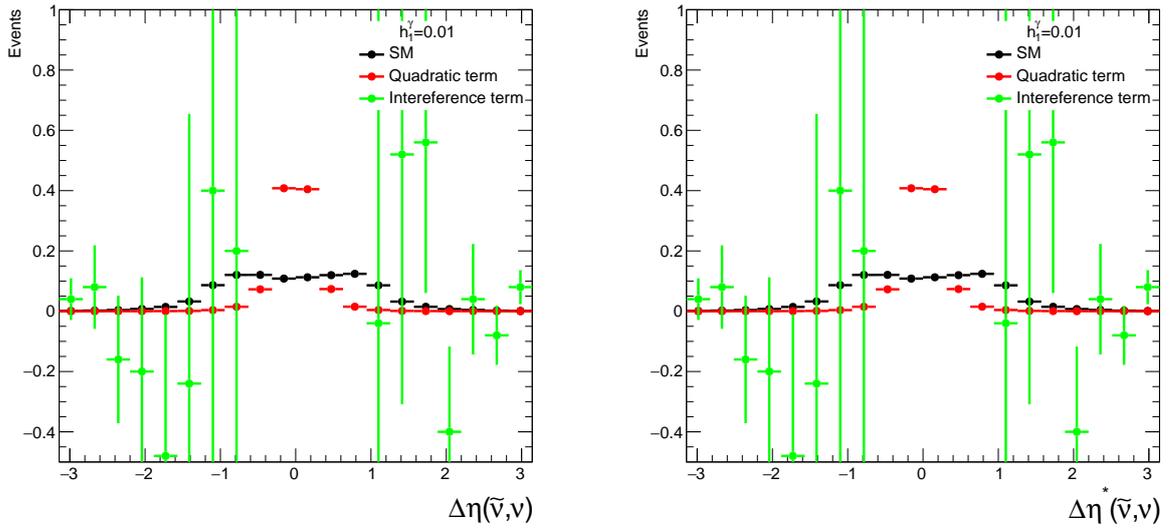


Рисунок 28 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для антинейтрино и нейтрино для h_1^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

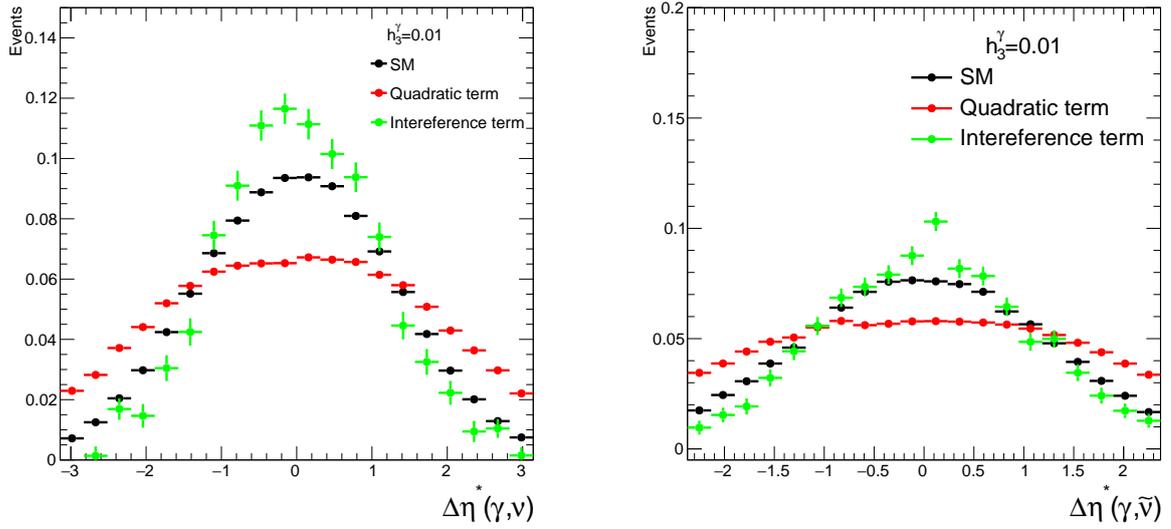


Рисунок 29 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для фотона и нейтрино для h_3^γ в ЛСО слева и в СЦМ справа

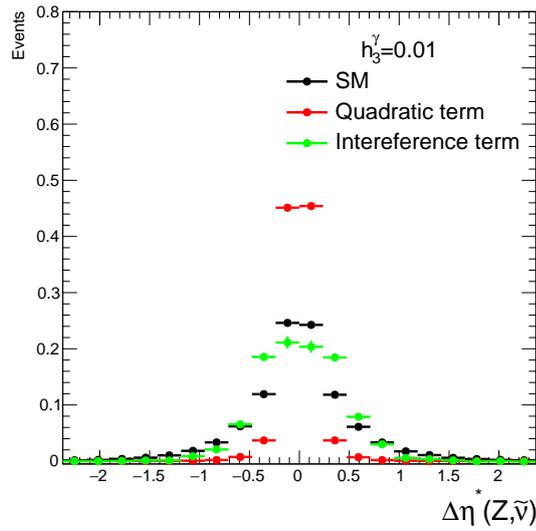


Рисунок 30 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для h_3^γ для Z -бозона и антинейтрино справа

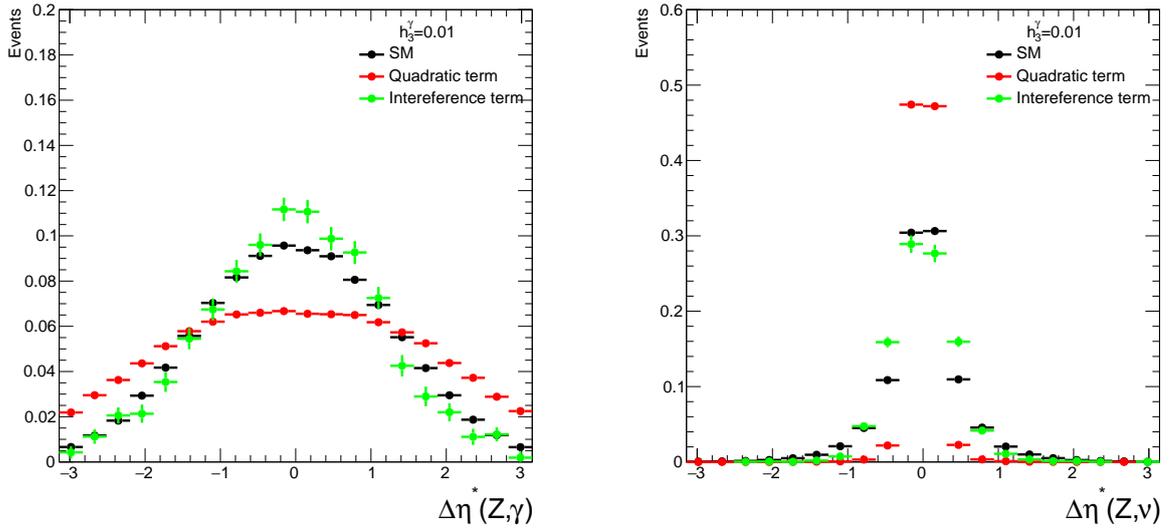


Рисунок 31 — Распределения по разнице псевдобыстроты η для h_3^γ для Z -бозона и фотона слева для Z -бозона и нейтрино справа

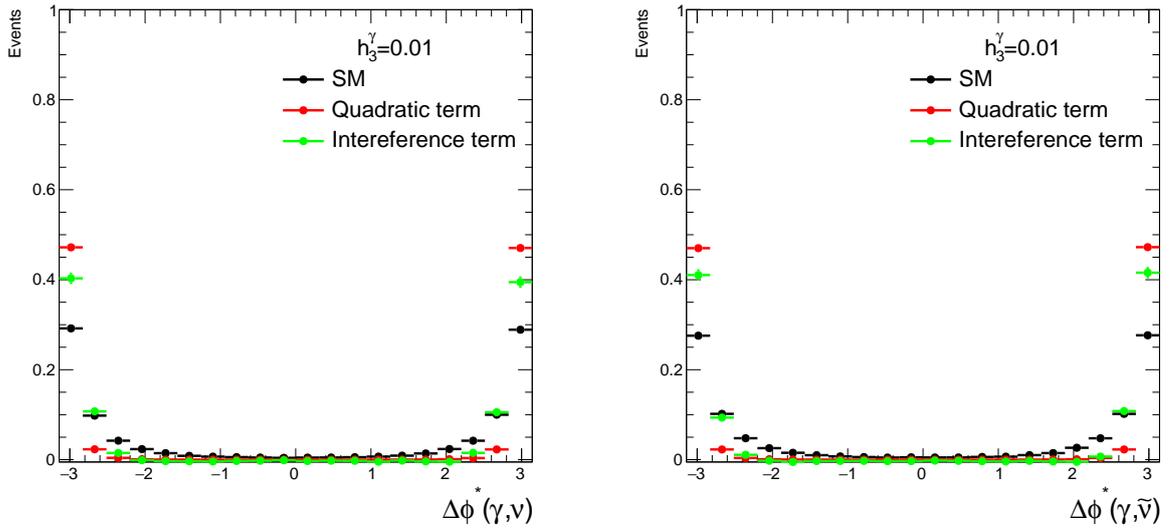


Рисунок 32 — Распределения по разнице углов ϕ для h_3^γ для фотона и нейтрино слева, для фотона и антинейтрино справа

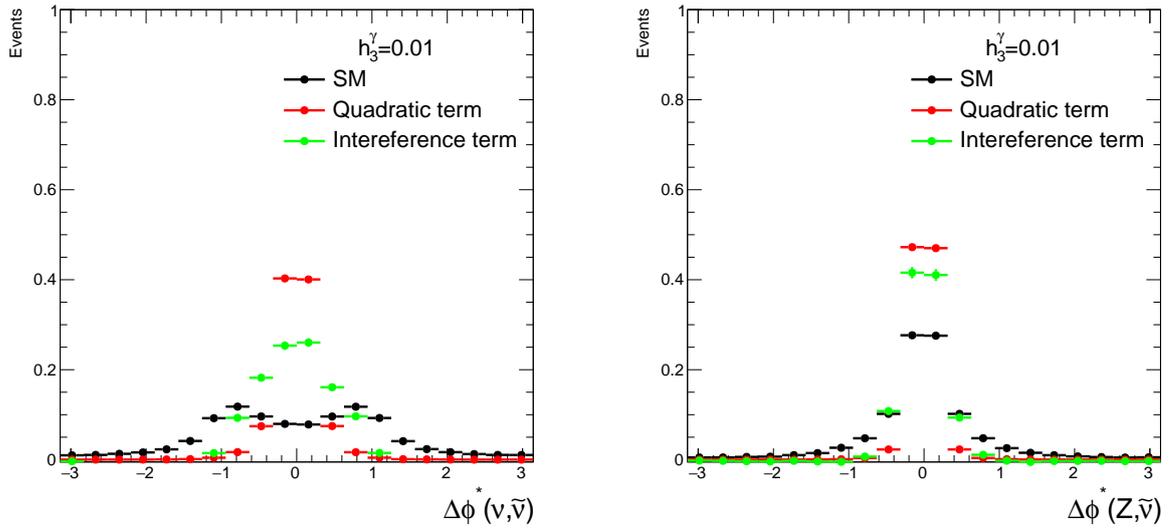


Рисунок 33 — Распределения по разнице углов ϕ для h_3^γ для нейтрино и антинейтрино слева, для Z -бозона и антинейтрино справа

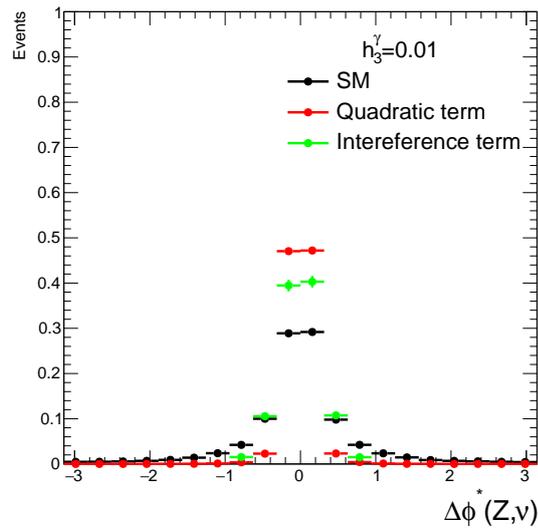


Рисунок 34 — Распределения по разнице углов ϕ для h_3^γ для Z -бозона и нейтрино

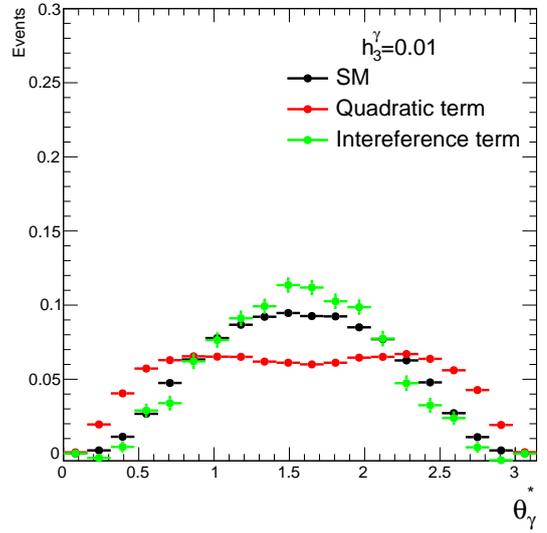
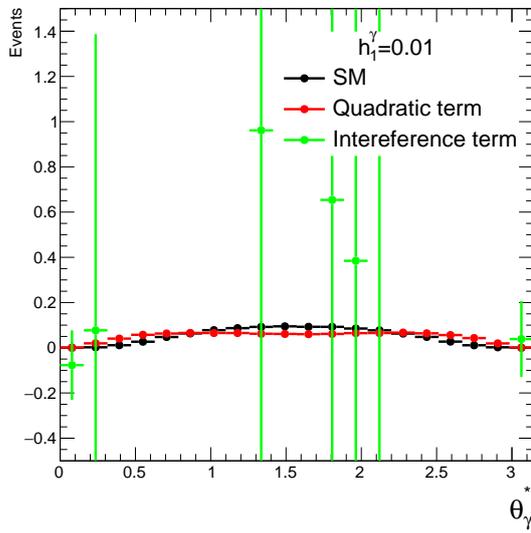
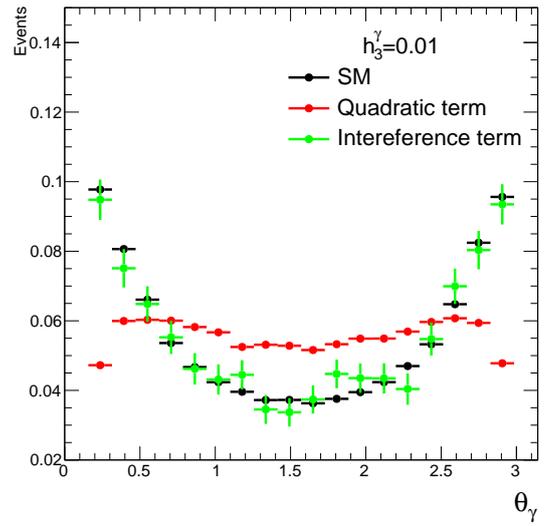
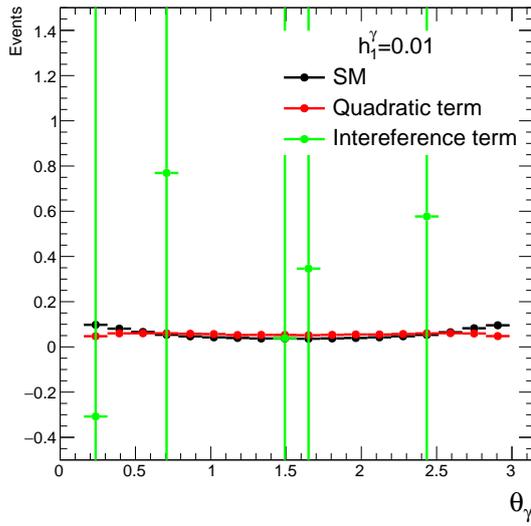


Рисунок 35 — Распределения по углу θ для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

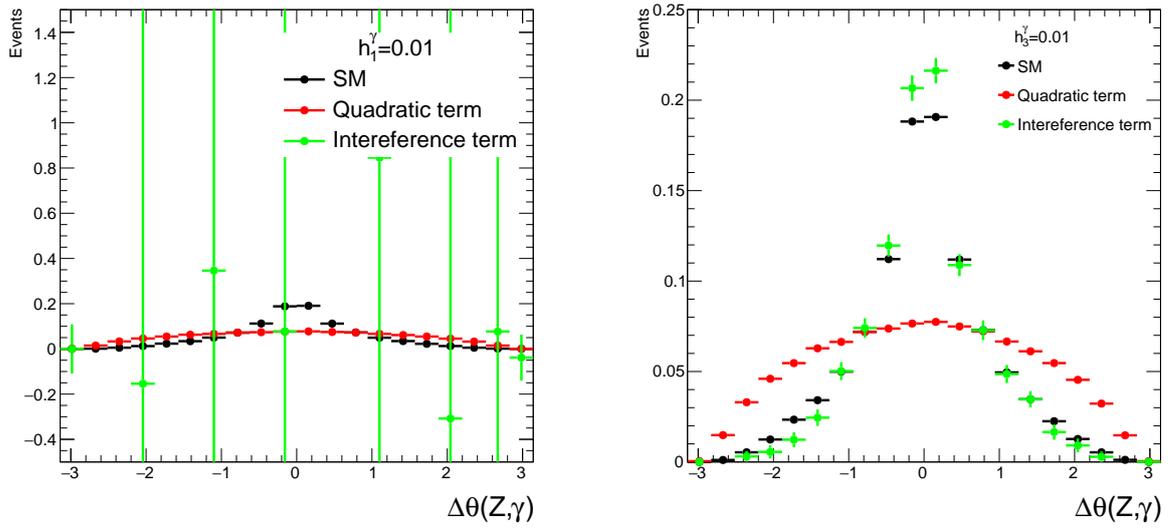


Рисунок 36 — Распределения по разнице углов θ для Z -бозона и фотона для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

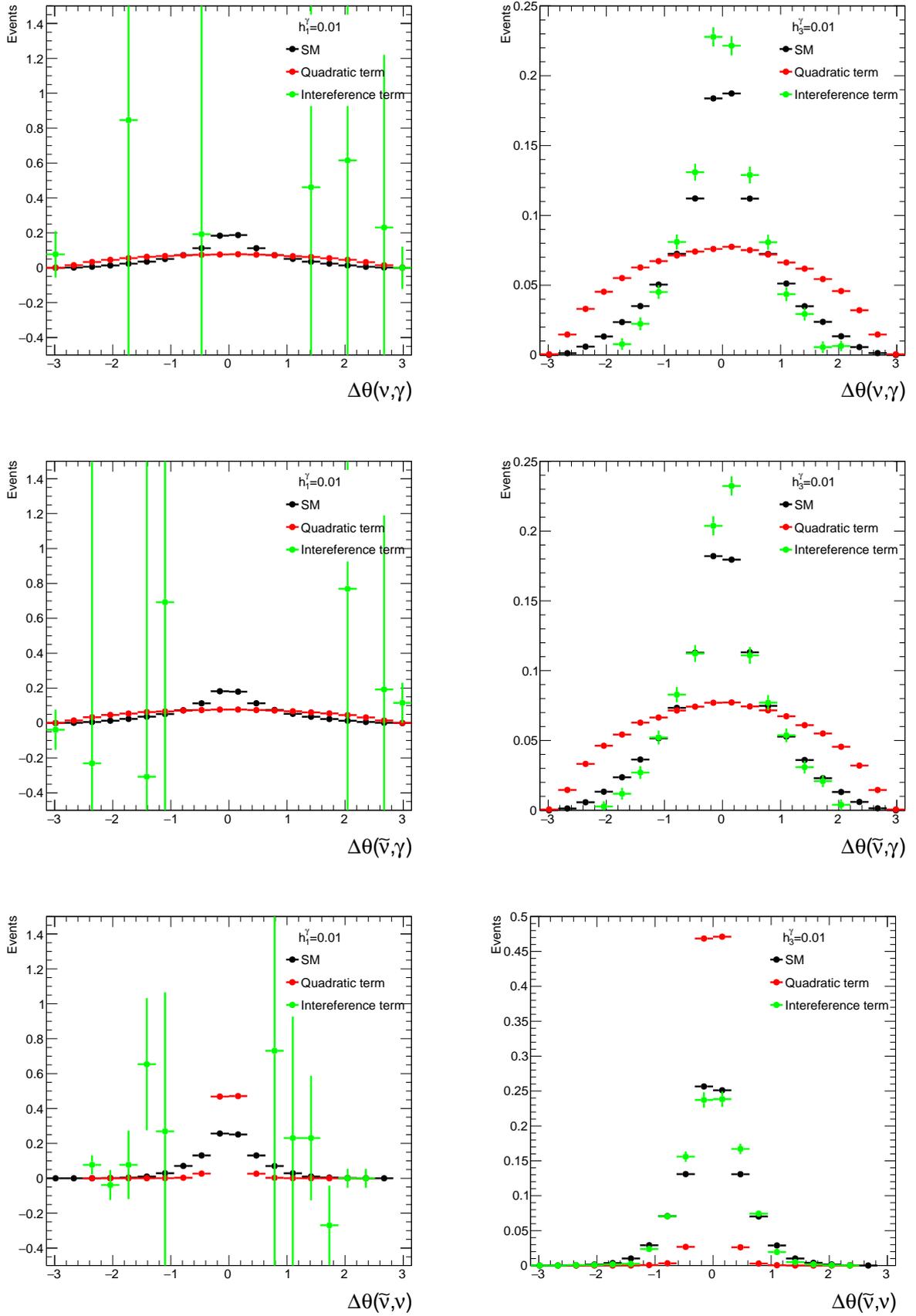


Рисунок 37 — Распределения по разнице углов θ между различными частицами для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

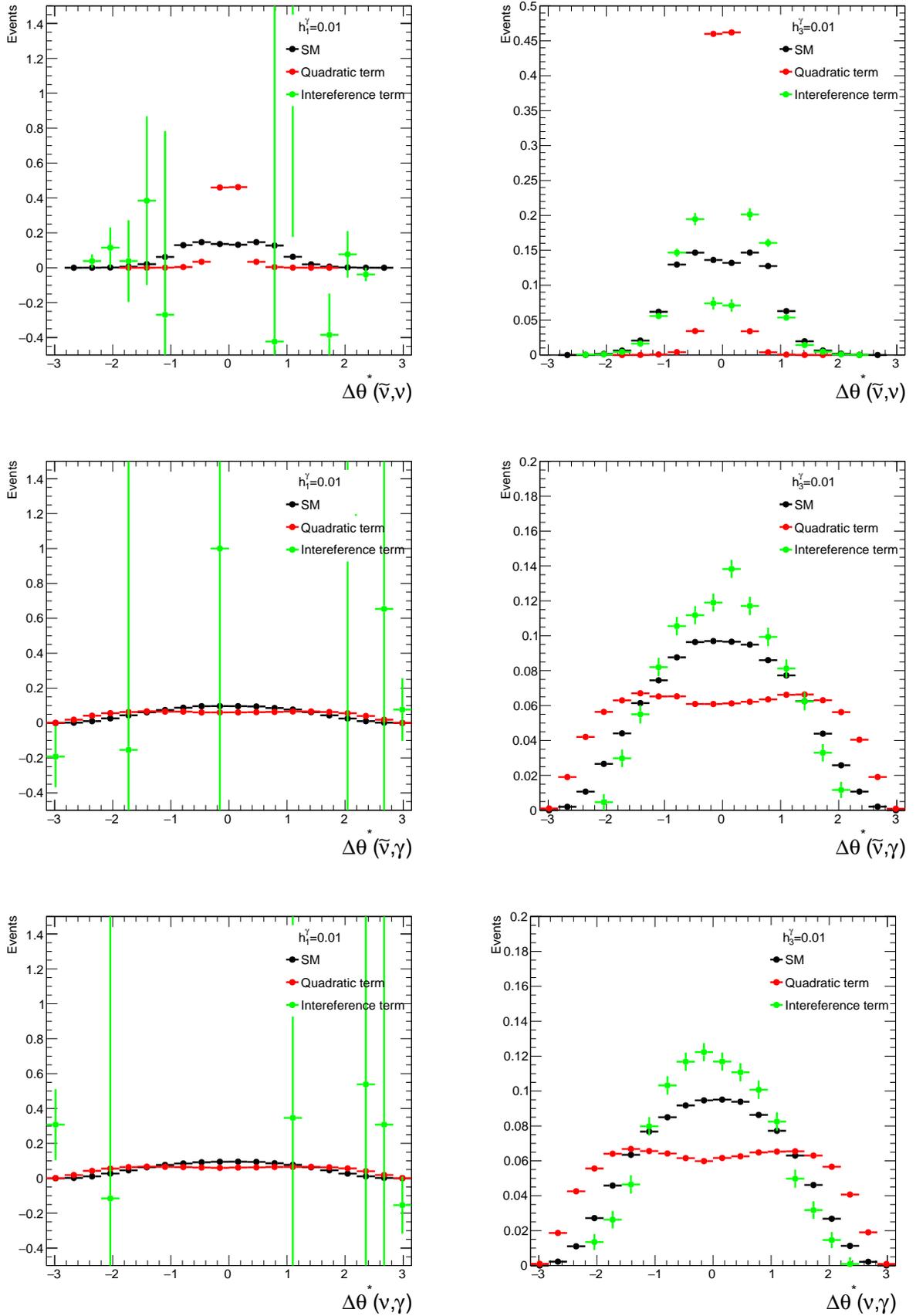


Рисунок 38 — Распределения по разнице углов θ между различными частицами для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

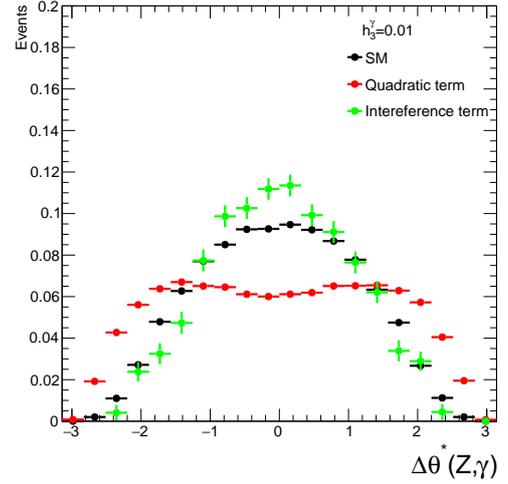
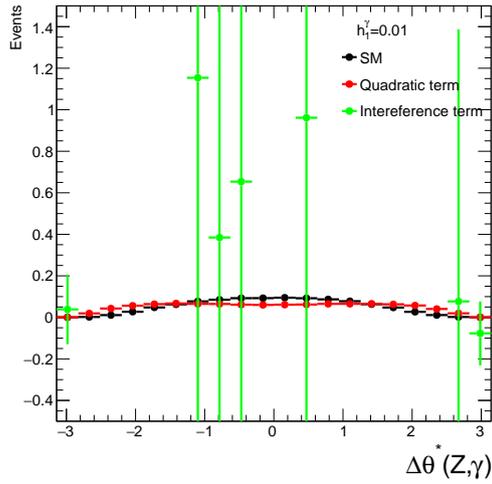


Рисунок 39 — Распределения по разнице углов θ для Z -бозона и фотона для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

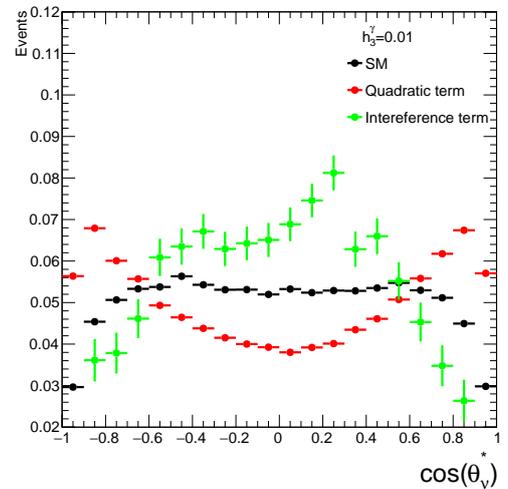
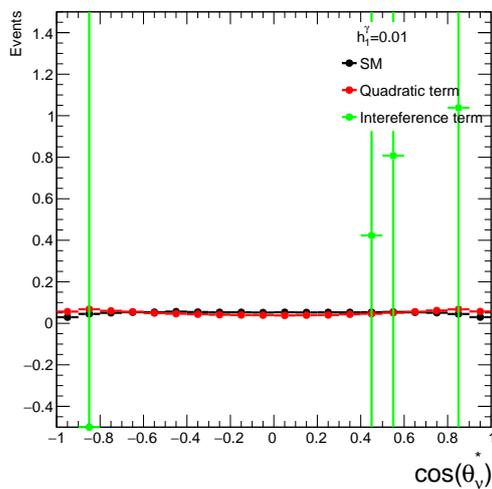
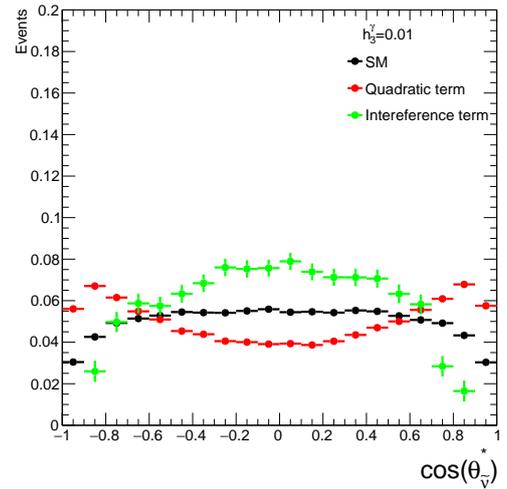
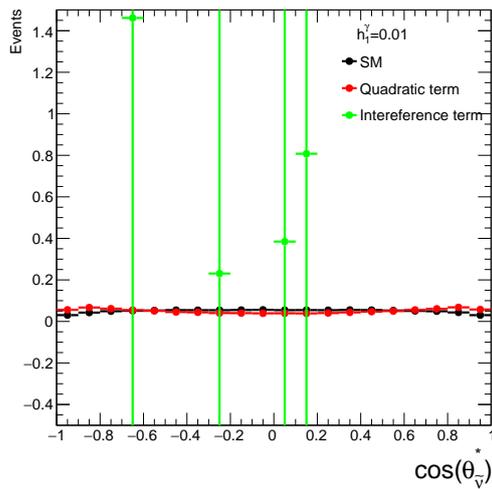


Рисунок 40 — Распределение по $\cos \theta$ для антинейтрино на верхних распределениях и нейтроне — на нижних для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

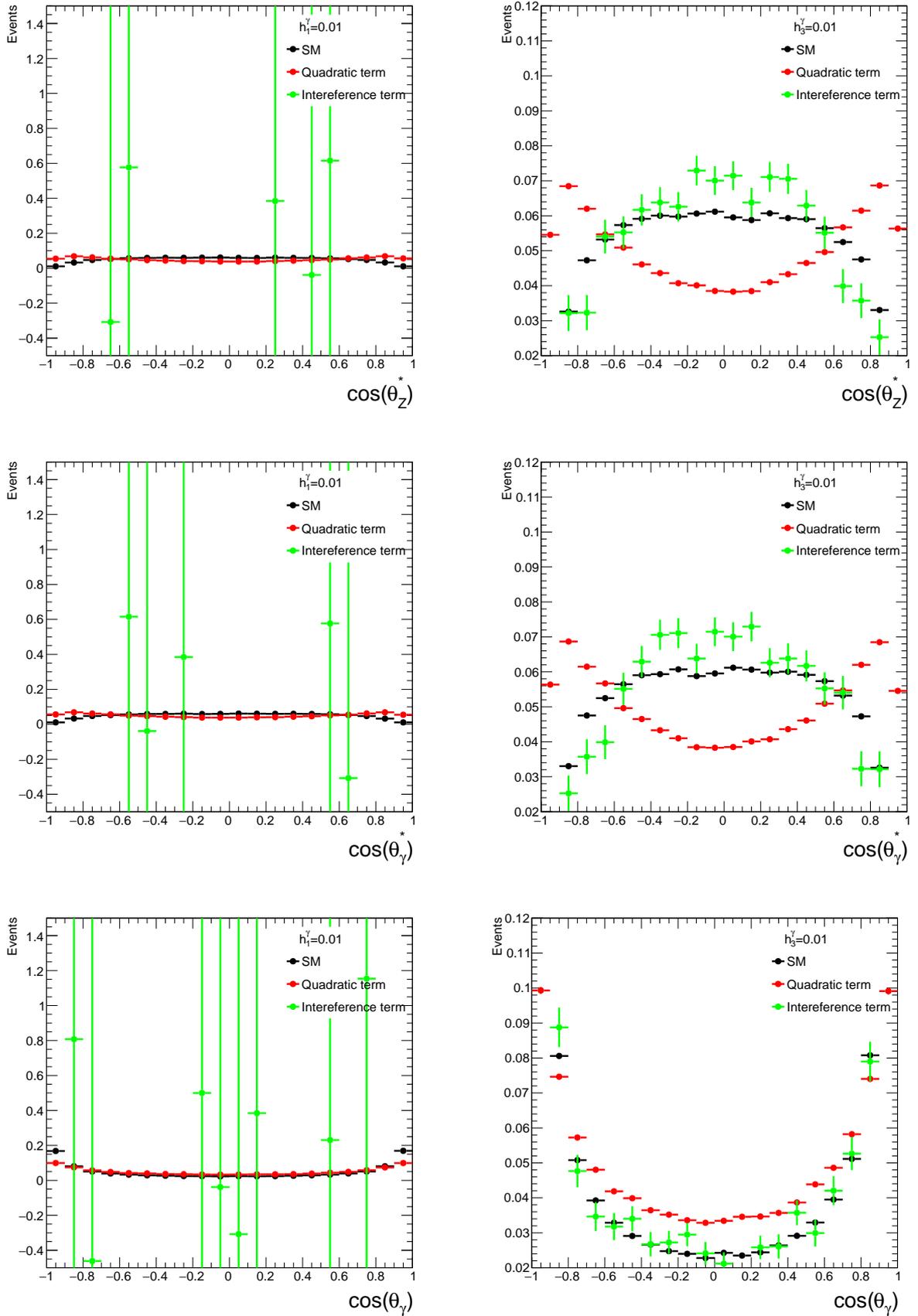


Рисунок 41 — Распределение по $\cos \theta$ для Z -бозона на верхних двух рисунках и для для h_1^γ слева и для h_3^γ справа

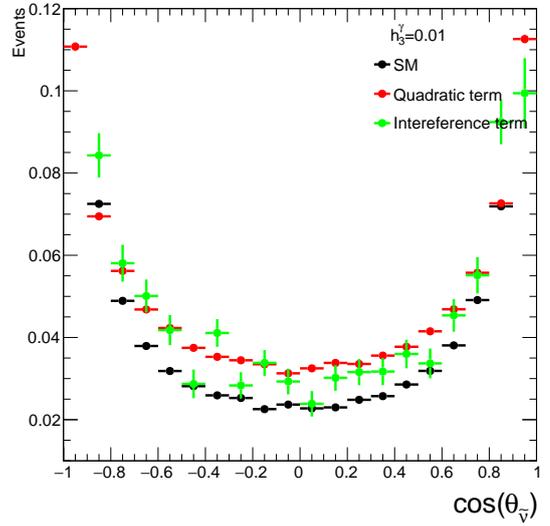
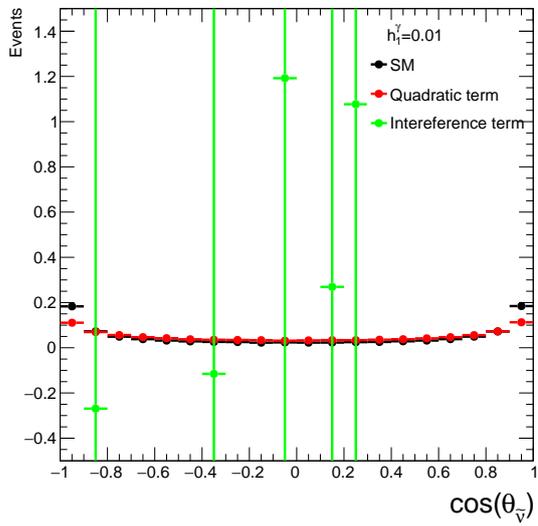
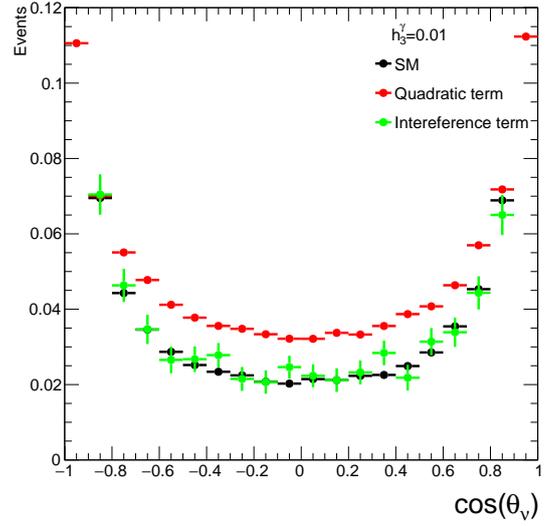
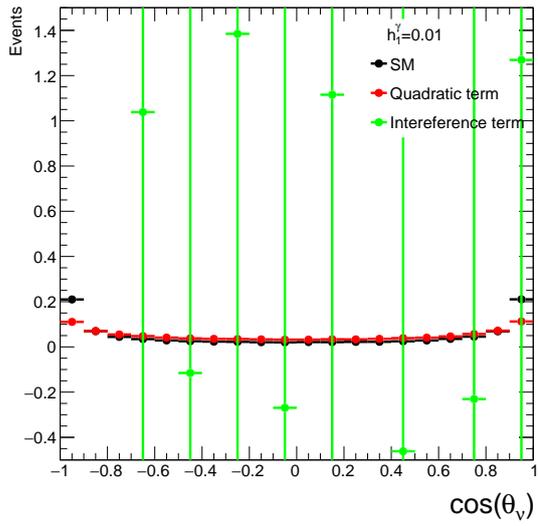


Рисунок 42 — Распределение по $\cos \theta$ для различных частиц для h_1^γ слева и для h_3^γ справа