

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

На правах рукописи

КАЗАКОВА КАТЕРИНА КОНСТАНТИНОВНА

**ПОЛУЧЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ
ПРОЦЕССА АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ
Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ НА ПОЛНОМ НАБОРЕ ДАННЫХ
RUN2 ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ С
ЭНЕРГИЕЙ $\sqrt{S} = 13$ ТЭВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Москва 2024

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ПОЛУЧЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ
ПРОЦЕССА АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ
Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ НА ПОЛНОМ НАБОРЕ ДАННЫХ
RUN2 ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ С
ЭНЕРГИЕЙ $\sqrt{S} = 13$ ТЭВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Студент _____ К. К. Казакова

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

Рецензент _____ А. Е. Ежилов

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

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

Рук. учеб. прог.,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Оглавление

Введение	6
1 Основные теоретические сведения	9
1.1 Стандартная модель	9
1.2 Требование локальной калибровочной инвариантности	11
1.3 Электрослабая модель	13
1.3.1 Спонтанное нарушение симметрии	14
1.4 Ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном в Стандартной модели	16
1.5 Физика за пределами Стандартной модели	17
1.6 Метод максимального правдоподобия	18
2 Экспериментальная установка	19
2.1 Большой адронный коллайдер	19
2.2 Эксперимент ATLAS	21
2.2.1 Система координат	22
2.2.2 Внутренний детектор	23
2.2.3 Система калориметров	24
2.2.4 Мюонный спектрометр	26
2.2.5 Триггерная система	27
3 Используемые данные и отбор событий	29
3.1 Используемые наборы	29
3.2 Отбор объектов	30
3.2.1 Отбор фотонов	30
3.2.2 Отбор струй и лептонов	32
3.3 Исключение наложений объектов	33

3.4	Отбор событий	33
4	Оценка фона от неверной идентификации струи как фотона	36
4.1	Двумерный метод боковых интервалов	37
4.1.1	Оценка корреляционных факторов	39
4.1.2	Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области	41
4.1.3	Оценка статистической и систематической погрешностей	44
4.2	Метод интервалов	46
4.2.1	Оценка формы распределений $jet \rightarrow \gamma$	48
5	Статистическая модель	53
5.1	Фазовое пространство	53
5.2	Метод максимального правдоподобия	54
5.3	Процедура фитирования	56
5.4	Погрешности, связанные с триггером и светимостью	58
5.5	Экспериментальные систематические погрешности	58
5.6	Теоретические систематические погрешности	59
5.6.1	Погрешности, связанные с вариацией структурных функций и константы сильного взаимодействия	59
5.6.2	Погрешности, связанные с вариацией масштабов перенормировки и факторизации	60
5.6.3	Погрешности, связанные с моделированием партонных ливней	61
5.7	Фитирование в контрольных областях	61
5.8	Фитирование данными Азимова	62
5.9	Фитирование наблюдаемых данных	64
6	Получение интегрального и дифференциальных сечений для процесса $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$	70
6.1	Определение доверительной и расширенной доверительной областей фазового пространства	70
6.2	Процедура «развертывания»	74
6.2.1	Регуляризация Тихонова	78

6.3	Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области	78
6.4	Проверка результатов измерения дифференциальных сечений	79
6.4.1	Валидационный тест А	79
6.4.2	Валидационный тест В	81
	Заключение	85
	Список использованных источников	87
	А МК наборы	94
	В Распределения по изоляции	98
	С Оцененные распределения $jet \rightarrow \gamma$	99

Введение

Стандартная модель (СМ) [1] — наиболее тщательно проработанная теория в физике элементарных частиц, которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными. Однако СМ объясняет не все наблюдаемые явления. Она не включает в себя массу нейтрино и гравитационное взаимодействие, также не объясняет барионную асимметрию Вселенной. В дополнение, СМ имеет 19 свободных параметров, что ставит под сомнение ее фундаментальность. Поэтому для построения более универсальной модели необходимо расширять СМ, проверяя новые теории с помощью экспериментальных данных.

Исследуя процессы с помощью СМ и сравнивая экспериментальные результаты с теоретическими предсказаниями, можно проверять параметры СМ и искать проявления «новой физики» — отклонения от СМ. В данной работе исследовался процесс ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях. Рассматриваемый процесс представляет особый интерес из-за его чувствительности к наличию аномальных тройных вершин, которая обусловлена редкостью процесса [2].

Z -бозон является нестабильной частицей, поэтому он не может быть зарегистрирован детектором непосредственно. Нейтральный бозон регистрируют по продуктам распада. Он может распадаться на пару заряженных или нейтральных лептонов, а также на адроны [3]. В работе был выбран нейтринный канал распада Z -бозона ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) из-за его большей вероятности ($\approx 20\%$) по сравнению с лептонным каналом ($\approx 6.7\%$) и меньшей загрязненностью фоновыми процессами по сравнению с адронным каналом ($\approx 70\%$). Однако выбор нейтринного канала распада включает в себя множество фонов, так как нейтрино не регистрируются детектором напрямую, а восстанавливаются по потерявшему поперечному импульсу. На рисунке 0.0.1 показаны диаграммы Фейнмана этого процесса, первая из которых

предсказывается СМ. Вторая диаграмма на рисунке 0.0.1 имеет аномаль-

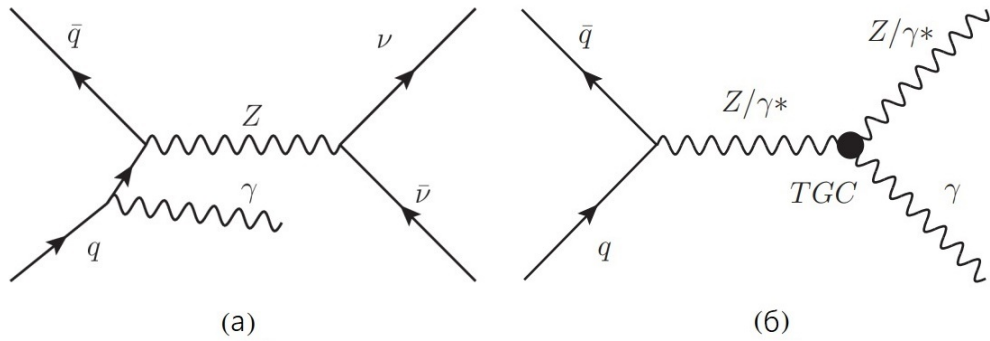


Рисунок 0.0.1 – Диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. Диаграмма (а) предсказывается СМ. Диаграмма (б) имеет аномальную тройную вершину и выходит за рамки СМ

ную тройную вершину и запрещена СМ на древесном уровне [4]. Поэтому, при обнаружении отклонений величин частот образования частиц или отношений вероятностей распада по разным каналам, это будет косвенно указывать на процессы, выходящие за рамки СМ, то есть указывать на «новую физику».

Исследования с нейтринным конечным состоянием на БАК ранее производились экспериментами CMS [5; 6] и ATLAS [7–9]. Также исследуемый процесс был измерен на ускорителях LEP [10–13] и Теватрон [14–16]. Тем не менее, данное исследование, основанное на данных эксперимента ATLAS, содержит результаты измерений дифференциальных сечений, которые не были представлены в предыдущих работах.

Целью работы является получение дифференциальных сечений как функций различных переменных для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном на полном наборе данных Run2 протон-протонных столкновений с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ATLAS. В соответствии с поставленной целью, задачами работы являются:

1. Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона ($jet \rightarrow \gamma$), а также оценка систематических погрешностей и распределений фонового процесса для различных переменных.
2. Построение стабильной статистической модели и осуществление процедуры фитирования с учетом экспериментальных и теоретических

систематических погрешностей для оценки силы сигнала и числа событий доминирующих фоновых процессов.

3. Получение интегрального сечения процесса и дифференциальных сечений как функций различных переменных с использованием процедуры «развертывания» (unfolding) и проведение валидации результатов.

Научная новизна работы.

1. Анализ процесса впервые проведен на полном наборе данных объемом 140 фб^{-1} при энергии столкновений протонов $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$.
2. Адаптирован метод оценки распределений фонового процесса, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона.

Актуальность работы.

1. Адаптированный метод оценки распределений фонового процесса, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона, является более универсальным по сравнению с базовыми методами оценки в эксперименте ATLAS.
2. Полученные результаты дифференциальных сечений ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном позволят проверить предсказания Стандартной модели в экстремальных областях по выбранным переменным, например, в области очень высоких энергий фотона.

1 Основные теоретические сведения

Эта глава представляет теоретический обзор текущего состояния в области физики элементарных частиц, описывая фундаментальные принципы, лежащие в основе Стандартной модели физики частиц.

Описание Стандартной модели дано в разделе 1.1, описание электрослабой теории представлено в разделах 1.2 и 1.3. Об особенностях ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном рассказано в разделе 1.4. В разделе 1.5 перечислены проблемы СМ, а раздел 1.6 дает подробное описание используемого в работе метода максимального правдоподобия.

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель — современная теория физики элементарных частиц, которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными. Теория является релятивистской квантовой теорией поля, удовлетворяющей локальной калибровочной симметрии $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [17], начало которой было положено во второй половине 20-го века А. Саламом, Ш. Глешоу и С. Вайнбергом [18–20]. Стандартная модель объединяет в себе 3 взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное. Слабое и электромагнитное взаимодействия рассматриваются как единое электрослабое взаимодействие начиная с температуры порядка 100 ГэВ, которое описывается электрослабой теорией. Сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой (КХД) [21]. С момента обнаружения бозона Хиггса в 2012 году все частицы, входящие в СМ, были открыты [22–24]. На рисунке 1.1.1 показана схема СМ с указанием свойств частиц, таких как электрический заряд, масса и спин.

Согласно СМ, существует два типа частиц: фермионы и бозоны. Фермионы имеют полуцелый спин и описываются статистикой Ферми-Дирака, бозоны имеют целый спин и описываются статистикой Бозе-Энштейна. Такое определение частиц позволяет разделять материю на вещество и поля. Согласно запрету Паули, частицы вещества не могут находиться в одной точке пространства в один момент времени, но частиц полей может быть сколь угодно много.

В СМ фермионы делятся на две подгруппы: кварки и лептоны. Все эти частицы имеют спин $1/2$. Лептоны делятся на 2 типа: электрически заряженные (e, μ, τ) и нейтральные — нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Каждому заряженному лептону (заряд -1 в единицах элементарного заряда) ставится в соответствие свое нейтрино. Таким образом, лептоны образуют три поколения:

$$(e, \nu_e), (\mu, \nu_\mu), (\tau, \nu_\tau).$$

Кварки являются массивными частицами и имеют как электрический заряд, так и цветовой заряд. В СМ всего 6 кварков: (u, d, c, s, t, b). Кварки,

масса →	$\approx 2.3 \text{ МэВ}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ ГэВ}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ ГэВ}/c^2$	0	$\approx 125 \text{ ГэВ}/c^2$
заряд →	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
спин →	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	u верхний	c очарованный	t истинный	g глюон	H бозон Хиггса
КВАРКИ	$\approx 4.8 \text{ МэВ}/c^2$	$\approx 95 \text{ МэВ}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ ГэВ}/c^2$	0	
	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	d нижний	s странный	b прелестный	γ фотон	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	$105.7 \text{ МэВ}/c^2$	$1.777 \text{ ГэВ}/c^2$	$91.2 \text{ ГэВ}/c^2$	
	-1	-1	-1	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	e электрон	μ мюон	τ тау	Z Z бозон	
ЛЕПТОНЫ	$< 2.2 \text{ эВ}/c^2$	$< 0.17 \text{ МэВ}/c^2$	$< 15.5 \text{ МэВ}/c^2$	$80.4 \text{ ГэВ}/c^2$	
	0	0	0	± 1	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	ν_e электронное нейтрино	ν_μ мюонное нейтрино	ν_τ тау нейтрино	W W бозон	
					КАЛИБРОВОЧНЫЕ БОЗОНЫ

Рисунок 1.1.1 – Стандартная модель физики элементарных частиц

как и лептоны, образуют три поколения:

$$(u, d), (c, s), (t, b).$$

Электрический заряд у u , c и t кварков равен $+2/3$, у кварков d , s и b равен $-1/3$ в единицах элементарного заряда. Также существует три цветовых заряда, которые могут условно обозначаться как красный, зеленый и синий. Кварки не существуют в свободном состоянии и образуют бесцветные системы, состоящие из нескольких кварков — адроны. Также каждой частице в СМ ставится в соответствие античастица, которая имеет противоположный электрический заряд и квантовые числа, за исключением спина и изоспина.

Бозоны, имеющие целый спин, представляют собой векторные поля. Три взаимодействия, которые описываются в рамках СМ, а именно сильное, слабое и электромагнитное, переносятся бозонами. Электромагнитное (ЭМ) взаимодействие связано с электрическим зарядом и существует между заряженными частицами. Переносчиком ЭМ взаимодействия является фотон, у которого нет массы. Слабое взаимодействие обусловлено наличием слабого изоспина у фермионов. Переносчиками слабого взаимодействия являются W^\pm и Z^0 бозоны. Сильное взаимодействие обусловлено наличием у кварков цветового заряда и переносится 8-ю глюонами, не имеющих массы.

Для завершения построения СМ необходимо ввести еще одну частицу — бозон Хиггса. Именно благодаря механизму Хиггса частицы W^\pm и Z^0 обретают массу. Более подробное описание механизма Хиггса дано в разделе 1.3.1.

1.2 Требование локальной калибровочной инвариантности

Электрослабая теория — это модель, объединяющая электромагнитное и слабое взаимодействия. В основе этой теории лежит принцип локальной калибровочной инвариантности, который заключается в требовании

инвариантности лагранжиана относительно преобразования, зависящего от координат:

$$\psi(x) \rightarrow e^{ie\phi(x)}\psi(x), \quad (1.1)$$

где $\psi(x)$ — спинор Дирака. Лагранжиан, описывающий свободный спинор ψ :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi, \quad (1.2)$$

где γ_μ — матрица Дирака, а m — масса фермиона Дирака. Однако лагранжиан (1.2) неинвариантен относительно локального преобразования:

$$\partial_\mu\psi(x) \rightarrow e^{ie\phi(x)}(\partial_\mu + ie\partial_\mu)\psi(x). \quad (1.3)$$

Для того, чтобы восстановить калибровочную инвариантность относительно локального $U(1)$ -преобразования, необходимо ввести векторное поле A_μ , которое является элементом алгебры $U(1)$ и соответствует фотону, являющемуся переносчиком ЭМ взаимодействия. Такое поле преобразуется следующим образом:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\phi. \quad (1.4)$$

В таком случае, ковариантная производная также преобразуется и будет иметь вид:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu. \quad (1.5)$$

С преобразованной ковариантной производной (1.5) снимается проблема неинвариантности (1.3). После введения калибровочного поля A_μ в лагранжиане появится новый член $e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$, который представляет собой взаимодействие между полем A_μ и фермионной плотностью тока $j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$.

Также в лагранжиан добавляется кинетическое слагаемое: $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Подводя итог, можно записать новый лагранжиан, который описывает взаимодействие между фермионами и полем фотона:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.6)$$

1.3 Электрослабая модель

Для ЭМ взаимодействия калибровочной группой симметрий является $U(1)_Y$, для слабого взаимодействия группой симметрий является $SU(2)_L$. Таким образом, для электрослабой теории калибровочной группой симметрий является $SU(2)_L \times U(1)_Y$, где L обозначает, что элементы группы $SU(2)$ действуют на левые изоспиновые фермионные дублеты, а Y — что элементы группы $U(1)$ действуют на гиперзарядовые правые синглеты. По формуле Гелл-Манна справедливо выражение для электрического заряда Q :

$$Q = I_3 + Y/2, \quad (1.7)$$

где I_3 — третья компонента слабого изоспина. У группы симметрий $U(1)$ один генератор $Y/2$, поэтому, как следствие, появляется одно калибровочное поле B_μ . У группы симметрий $SU(2)$ три генератора (матрицы Паули σ_i), поэтому возникает 3 калибровочных поля $\mathbf{W}_\mu = W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$. Для упрощения вида левого слагаемого лагранжиана лептонов можно записать отношение между калибровочными полями, которое имеет вид:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

где θ_w — угол Вайнберга, а $\cos \theta_w$ и $\sin \theta_w$ выражаются как:

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (1.9)$$

где g и g' — константы связи взаимодействий $U(1)$ и $SU(2)$ соответственно.

Таким образом, получаются нейтральные электрослабые бозоны, являющиеся комбинацией полей \mathbf{W}_μ и B_μ :

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \cos \theta_w W_\mu^3 - \sin \theta_w B_\mu, \\ A_\mu &= \sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu. \end{aligned}$$

Заряженные электрослабые бозоны определяются следующим образом:

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp W_\mu^2}{\sqrt{2}}.$$

В конечном итоге электрослабый лагранжиан представляется как:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EWK} = & i\bar{\psi}_L\gamma^\mu(\partial_\mu + ig\frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_L + \\ & + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu(\partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\psi_R - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}^i B_i^{\mu\nu}, \end{aligned}$$

где первые два слагаемых учитывают кинетическую энергию электрослабых бозонов. Вторые два слагаемых являются калибровочными полями, причем тензоры $W_{\mu\nu}^i$ и $B_{\mu\nu}$ выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\varepsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned}$$

где ε_{ijk} — структурная константа группы $SU(2)$. Однако в электрослабом лагранжиане нет массовых членов для W^\pm и Z^0 бозонов.

1.3.1 Спонтанное нарушение симметрии

Проблема отсутствия массовых членов для W^\pm и Z^0 бозонов была решена Р. Броутом, Ф. Энглером и П. Хиггсом [25; 26]. Придание масс этим бозонам осуществляется с помощью механизма Хиггса спонтанного нарушения симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, которое осуществляется путем добавления нового скалярного поля. Для этого вводится дублет комплексных скалярных полей:

$$\Phi_H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Лагранжиан, описывающий это скалярное комплексное поле, может

быть представлен как:

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi_H)^\dagger (D_\mu \Phi_H) - V(\Phi_H), \quad (1.11)$$

где ковариантная производная D_μ и потенциал $V(\Phi_H)$ имеют вид:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu,$$

$$V(\Phi_H) = -\mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H + \lambda (\Phi_H^\dagger \Phi_H)^2.$$

На рисунке 1.3.1 показан вид потенциала $V(\Phi_H)$ для $\mu^2 < 0$ и $\lambda > 0$. Минимум потенциала называется вакуумом и принимает вид:

$$\Phi_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \phi_3 = v), \quad (1.12)$$

где значение вакуума поля Хиггса равно $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$. Именно этот вакуум инвариантен относительно $U(1)_{EM}$, так как $Q = I_3 + Y/2 = 0$, что сохраняет фотон безмассовым, а векторным бозонам дает массу. После параметризации и калибровочных преобразований дублет Φ_H представляется в виде:

$$\Phi_H = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Возникающие выражения для масс бозонов W^\pm и Z^0 через константы

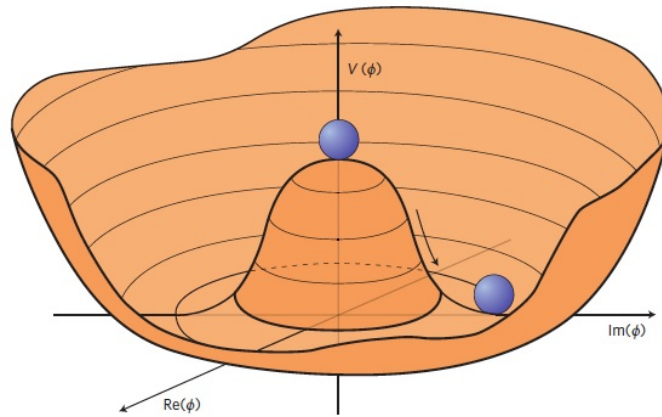


Рисунок 1.3.1 – Потенциал Хиггса $V(\Phi_H)$ для $\mu^2 < 0$ и $\lambda > 0$

связи g, g' и v выглядят следующим образом:

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad M_W = \frac{1}{2}vg, \quad \frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w.$$

Масса бозона Хиггса не предсказывается СМ, так как зависит от свободного параметра λ , и равна $m_H = \sqrt{2\lambda v^2}$. Так как фермионный массовый член нарушает калибровочную симметрию, то масса фермионов вводится путем юкавских связей с хиггсовским полем.

1.4 Ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном в Стандартной модели

В протон-протонных столкновениях на БАК пары кварков от сталкивающихся протонов могут порождать Z -бозон, который из-за своей большой массы имеет крайне малое время жизни и распадается на пару лептонов или пару кварков.

Так как в работе рассмотрено ассоциированное рождение Z -бозона с фотоном с последующим распадом Z -бозона в пару нейтрино, следует учесть, что фотон взаимодействует только с заряженными фермионами. Он может быть испущен как до образования Z -бозона, так и после. На рисунке 1.4.1 показаны диаграммы Фейнмана для процессов $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma \rightarrow l^+l^-\gamma$ и $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ с излучением фотона до образования Z -бозона.

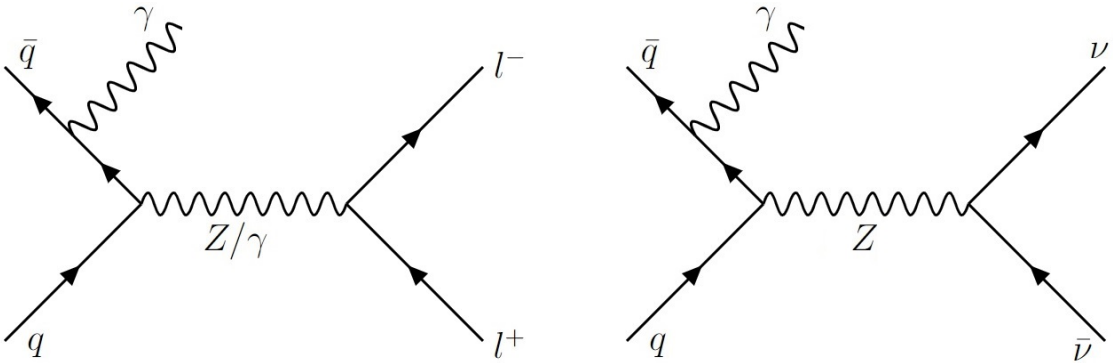


Рисунок 1.4.1 – Диаграммы Фейнмана для процессов $q\bar{q} \rightarrow Z\gamma \rightarrow l^+l^-\gamma$ (слева) и $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ (справа) с излучением фотона до образования Z -бозона

На рисунке 1.4.2 показана диаграмма Фейнмана для процесса $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, в котором фотон был испущен после образования Z -бозона. Однако такой процесс существует только для конечного состояния с заряженными лептонами. Фотон, который был испущен подобным образом, как на рисунках 1.4.1 и 1.4.2, называется ассоциированным.

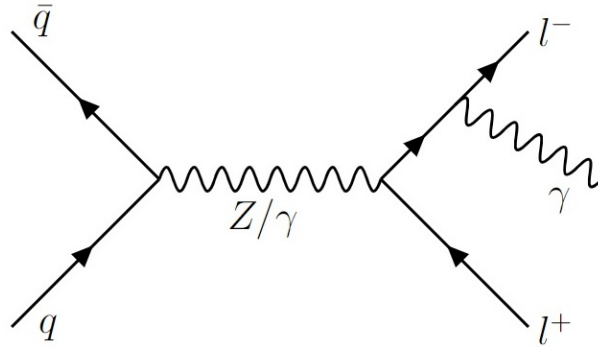


Рисунок 1.4.2 – Диаграмма Фейнмана для процесса $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ с излучением фотона после образования Z -бозона

1.5 Физика за пределами Стандартной модели

На данный момент Стандартная модель является крайне проработанной теорией, которая максимально точно описывает явления на электрослабом масштабе. Однако существует ряд проблем, на которые СМ не дает ответы, среди которых:

1. Число поколений кварков и лептонов с очень разными массовыми масштабами не объясняется СМ.
2. Проблема масс нейтрино. В СМ нейтрино безмассовые, однако многочисленные эксперименты подтвердили наблюдение осцилляцией, из чего следует, что нейтрино имеют массу [27; 28].
3. СМ не включает описание гравитационного взаимодействия.
4. СМ не дает объяснения большому количеству Темной Материи и Темной Энергии.

5. CP-нарушение, ответственное за наблюдаемую асимметрию материи-антиматерии во Вселенной, недостаточно объяснено в СМ.

Таким образом, СМ не является фундаментальной теорией и требует расширения. Поиск проявлений «новой физики» является одним из ключевых методов для определения направлений расширения Стандартной модели.

1.6 Метод максимального правдоподобия

Метод максимального правдоподобия — это статистический метод оценки неизвестных параметров путем поиска максимума функции правдоподобия [29]. Предполагается, что всю информацию о статистической выборке содержит функция правдоподобия.

Пусть есть некоторая выборка (X_1, X_2, \dots, X_n) из распределения $\mathbb{P}_{\vec{\theta}}$, где $\vec{\theta}$ — неизвестные параметры модели. Тогда функция правдоподобия имеет вид $\mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n | \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^n \mathcal{L}'(X_i | \vec{\theta})$. Оценкой параметра модели называется $\hat{\vec{\theta}} = \operatorname{argmax} \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n | \vec{\theta})$ — точка максимума функции. Однако гораздо удобнее работать с суммой функций правдоподобий, а не с произведением. На основе того, что положения экстремумов функций $f(x)$ и $\ln f(x)$ совпадают, функцию правдоподобия заменяют на логарифм от этой функции. В таком случае $\ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n | \vec{\theta}) = \sum_{i=1}^n \mathcal{L}'(X_i | \vec{\theta})$.

Для получения оценки необходимо продифференцировать логарифм функции правдоподобия по всем неизвестным параметрам $\vec{\theta}$ и приравнять к нулю. Полученная система будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \theta_1} \ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n | \vec{\theta}) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial \theta_2} \ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n | \vec{\theta}) = 0, \\ \dots \dots \\ \frac{\partial}{\partial \theta_k} \ln \mathcal{L}(X_1, X_2, \dots, X_n | \vec{\theta}) = 0, \end{cases} \quad (1.14)$$

где k — число неизвестных параметров. Решение системы уравнений (1.14) даст искомую оценку параметров $\hat{\vec{\theta}}$.

2 Экспериментальная установка

Эта глава дает описание экспериментальной установки, на которой проводился набор данных для дальнейшего исследования. Описание Большого адронного коллайдера дано в разделе 2.1, а раздел 2.2 дает подробное описание эксперимента ATLAS и его подсистем.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК, LHC) [30] располагается в Европейской Организации по Ядерным Исследованиям (ЦЕРН, CERN) и на сегодняшний день является самым большим и мощным ускорителем частиц. БАК состоит из ускорительного кольца длиной 27 км и четырех детекторов, расположенных вдоль его окружности. Схематическая иллюстрация БАК изображена на рисунке 2.1.1. БАК был спроектирован для энергий столкновений в системе центра масс в 14 ТэВ. В период с 2015 по 2018 года энергия столкновений составила 13 ТэВ.

На БАК проводятся четыре основных эксперимента:

- Эксперименты ATLAS [31; 32] и CMS [33] были построены для исследований столкновений протонов высоких энергий, необходимых для поиска бозона Хиггса, для прецизионных измерений параметров СМ и для поиска физики за пределами СМ.
- Эксперимент ALICE [34] был построен для изучения свойств кварк-глюонной плазмы.
- Эксперимент LHCb [35] нацелен на изучение физики, связанной с b -

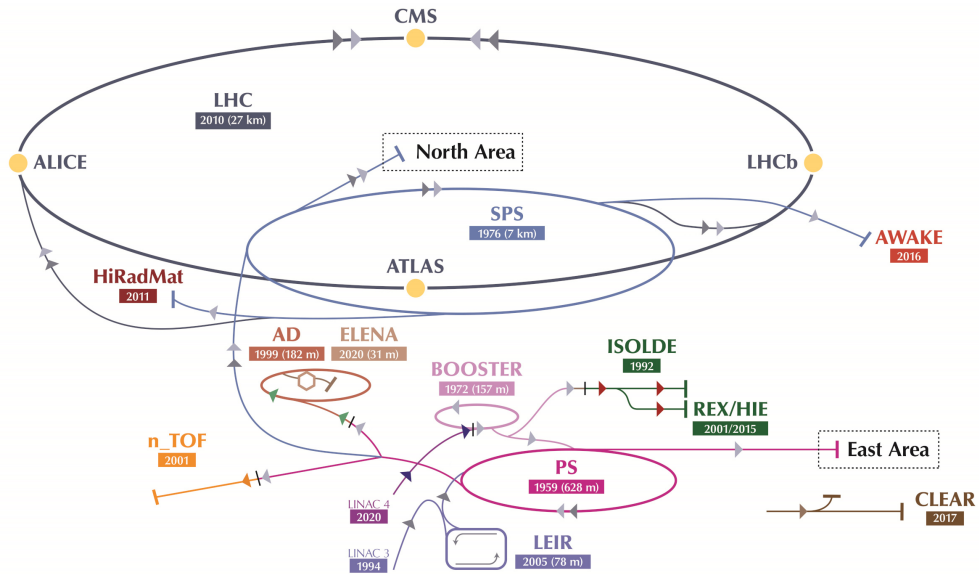


Рисунок 2.1.1 – Схематическая иллюстрация ускорительного комплекса в ЦЕРН

кварками.

Ускорение протонов происходит в несколько этапов по следующей схеме: протоны, полученные в результате ионизации водорода H_2 , сгустками ускоряют с помощью линейного ускорителя LINAC2 до энергии 50 МэВ. Далее протоны поступают в кольцевой ускоритель бустер протонного синхротрона (БПС, PSB), который увеличивает энергию пучка до 1.4 ГэВ. Затем протоны ускоряются до 26 ГэВ с помощью Протонного Синхротрона (ПС, PS), после с помощью Протонного СуперСинхротрона (ПСС, SPS) ускоряются до 450 ГэВ. После этого сгустки направляются в кольцо БАК, где в последующем ускоряются до энергий в несколько ТэВ. На БАК может циркулировать до 2808 пучков с отступом в 25 нс и содержать максимально 1.5×10^{11} протонов.

В коллайдере частиц частота взаимодействий, относящихся к определенному физическому процессу, составляет:

$$\frac{dN}{dt} = L \times \sigma(\sqrt{s}), \quad (2.1)$$

где L есть мгновенная светимость, а $\sigma(\sqrt{s})$ есть сечение процесса при заданной энергии в системе центра масс. Количество собранных данных обычно

описывается интегральной светимостью, которая определяется как:

$$L = \int L dt. \quad (2.2)$$

Таким образом, количество событий, соответствующих определенному процессу с сечением σ , можно определить следующим образом:

$$N = L \times \sigma. \quad (2.3)$$

2.2 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS — это многоцелевой детектор, предназначенный для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов. Схема детектора ATLAS показана на рисунке 2.2.1. Детектор

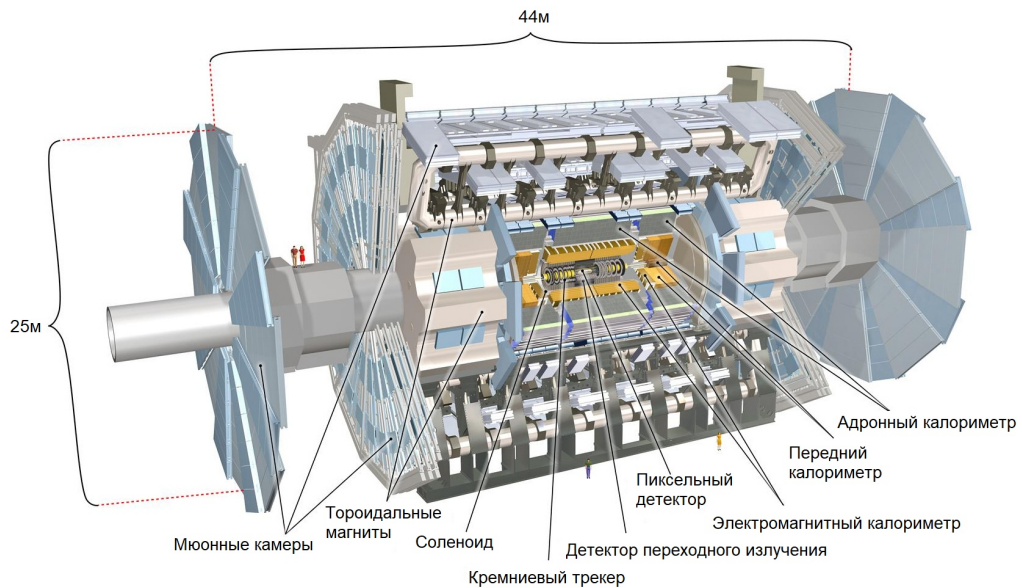


Рисунок 2.2.1 – Схема детектора ATLAS и его подсистем

радиально-симметричен и состоит из разных подсистем, наложенных друг на друга концентрическими слоями. Детектор состоит из внутренней трековой системы, которая окружена сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров, а также мюонного спектрометра.

2.2.1 Система координат

В детекторе используется несколько основных систем отсчета, одной из которых является прямоугольная система координат. Начало отсчета выбирается в точке взаимодействия, оси расположены так, что ось x направлена к центру БАКа, ось z направлена вдоль движения пучка, а ось y направлена вверх. Также основной системой отсчета является цилиндрическая система, в которой вводятся полярный угол θ , отсчитываемый от положительного направления оси z , и азимутальный угол ϕ , определяемый в плоскости $0xy$ вокруг оси пучка. Схематическая иллюстрация цилиндрической системы координат, используемой детектором ATLAS, представлена на рисунке 2.2.2.

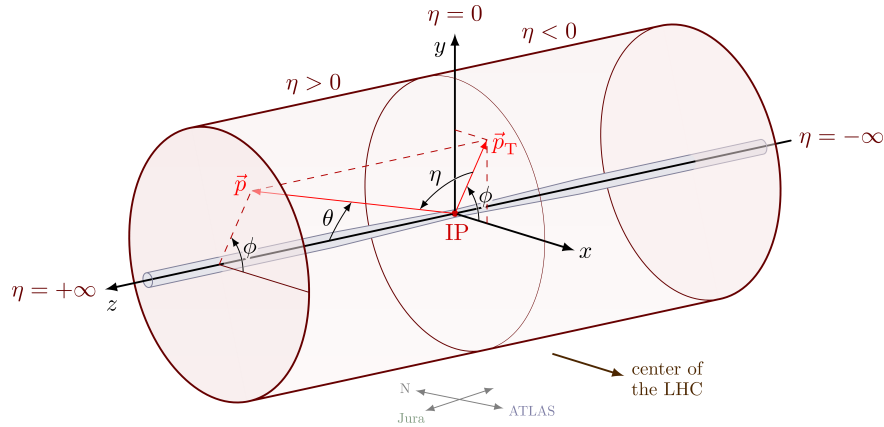


Рисунок 2.2.2 – Схематическая иллюстрация цилиндрической системы координат, используемой детектором ATLAS

Псевдобыстрота задается формулой:

$$\eta = -\ln \left(\operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (2.4)$$

Угловое расстояние между частицами определяется формулой (2.5):

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)}. \quad (2.5)$$

Проекция вектора импульса частиц на поперечную плоскость, называемая поперечным импульсом, определяется как:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.6)$$

Поперечная энергия задается выражением $E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$.

2.2.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор — это ближайшая к оси пучка часть детектора ATLAS, регистрирующая треки продуктов распада. Он относительно компактный и очень устойчив к радиационным воздействиям. Детектор состоит из трех подсистем: пиксельный детектор (pixel detector), полупроводниковый трековый детектор (semi-conductor tracker, SCT) и трековый детектор переходного излучения (transition radiation tracker, TRT). Схематичная иллюстрация внутреннего детектора изображена на рисунке 2.2.3. Полупроводниковый и пиксельный детекторы охватывают диапазон псев-

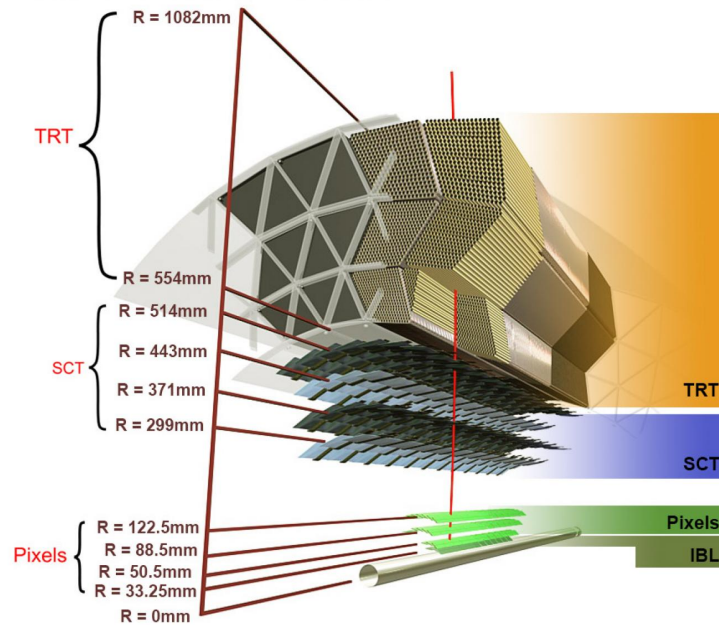


Рисунок 2.2.3 – Схематичная иллюстрация внутреннего детектора ATLAS

добыстрот $|\eta| < 2.5$, TRT охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$. Пиксельный детектор находится ближе всего к точке столкновения протонов и состоит из 3-х слоев в баррельной¹ части, закрытой с торцов эндкапами² с каждой стороны. На слои и диски нанесены кремниевые матрицы, состоящие из пикселей размером $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$. При прохождении заряженной частицы через пиксель в нем образуются свободные носители заря-

¹Центральная часть детектора, представляющая форму цилиндра

²Торцевая часть детектора

да. Под действием приложенной разности потенциалов, свободные носители заряда движутся к электродам, вследствие чего электроника фиксирует сигнал. Так как эта часть внутреннего детектора наиболее подвержена радиации, при работе детектор охлаждается до -10 градусов Цельсия.

Далее расположен кремниевый стриповый детектор, который состоит из четырех двухсторонних слоев в барреле и 9 дисков в эндкапе. SCT восстанавливает треки частиц на расстоянии от 0.3 м до 0.5 м от оси пучка. Функционал SCT детектора схож с пиксельным детектором и так же охлаждается до низких температур.

Наиболее удаленная от оси пучка часть внутреннего детектора — детектор TRT. Данный детектор состоит из трубочек диаметром 4 мм, заполненных газовой смесью $\text{Xe} + \text{CO}_2 + \text{O}_2$ или $\text{Ar} + \text{CO}_2 + \text{O}_2$ и расположенных параллельно оси z в барреле и поперечно направлению оси z в эндкапе. TRT регистрирует фотоны переходного излучения, которые возникают при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с различными показателями преломления.

За внутренним детектором располагается соленоид, по которому течет ток, в результате чего создается магнитное поле в 2 Тл. Магнитное поле соленоида искривляет треки заряженных частиц, что позволяет определить их заряд и импульс. Таким образом, внутренний детектор выполняет функцию восстановления треков частиц.

2.2.3 Система калориметров

Система калориметров охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$ и состоит из двух компонентов: электромагнитного и адронного калориметров. Их основная задача — измерение энергии попавших в него частиц путем их полного поглощения. Также система калориметров позволяет определить потерянную поперечную энергию E_T^{miss} . В разделе 3.4 дано подробное описание определения этой переменной. Калориметры состоят из чередующихся слоев поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и чувствительных слоев, которые регистрируют ионизацию вещества, измеряя тем самым потерянную частицей энергию. Калориметры сконструированы так, чтобы обеспечивать надежную защиту мюонной системы от проникновения в нее электромагнитных и адронных ливней.

Схематичная иллюстрация системы калориметров в эксперименте ATLAS представлена на рисунке 2.2.4.

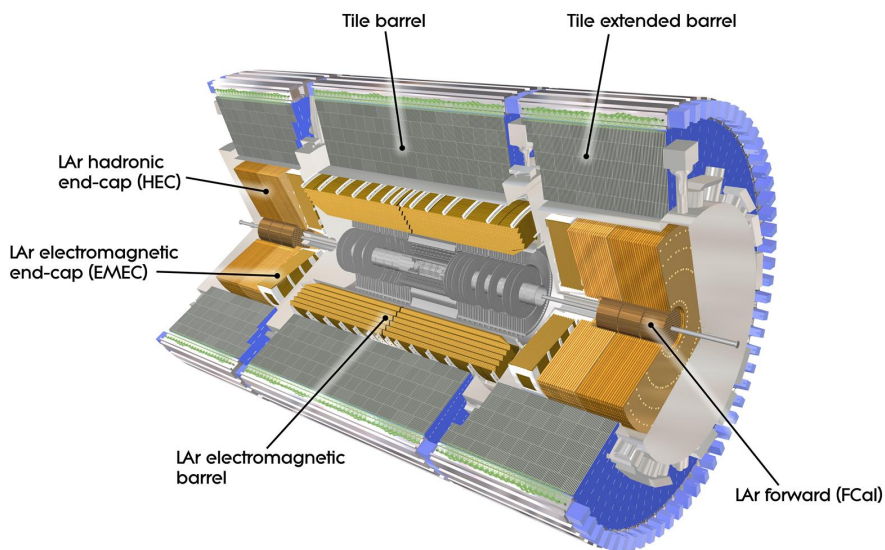


Рисунок 2.2.4 – Схематичная иллюстрация системы калориметров в эксперименте ATLAS

Электромагнитный калориметр (ЭМК) предназначен для измерения энергии электронов и фотонов. ЭМК состоит из баррельной части, покрывающей область псевдобыстрот $|\eta| < 1.475$ (состоит из двух одинаковых половин — полубаррелей), и двух эндкапных частей (каждая из которых состоит из двух коаксиальных колес), покрывающих область псевдобыстрот $1.375 < |\eta| < 3.2$.

Для измерения энергии легких заряженных частиц и фотонов необходимо измерить полную энергию электромагнитного (ЭМ) ливня. Для этого используются слои плотного вещества — поглотителя, между которыми находится ионизируемое вещество. Электроны и фотоны, проходя через слои поглотителя, образуют ЭМ ливень. Переходя в ионизируемый слой, частицы ливня теряют энергию за счет ионизации. При ионизации возникает дрейф зарядов, которые собираются на электроде, находящемся в середине ионизационного промежутка, образуя ток, который регистрируется электроникой. Конструктивно ЭМК имеет слоистую структуру, похожую на аккордеон. Промежутки между свинцовыми пластинами поглотителя заполнены жидким аргоном, охлажденным примерно до 90 К.

Адронный калориметр (АК) расположен за ЭМК и предназначен для

измерения энергии адронов. Так же как и ЭМК, АК состоит из цилиндрической и торцевой частей. Цилиндрическая часть покрывает диапазон быстрот $|\eta| < 1.7$, торцевая покрывает $1.5 < |\eta| < 3.2$. В качестве поглотителя в АК используется сталь, а в качестве активной среды — пластинки органического сцинтиллятора. При помощи фотоумножителей регистрируется свечение сцинтиллятора. В торцевой части калориметра в качестве поглотителя используется медь, а в качестве активной среды используется жидкий аргон.

Последней частью калориметрической системы является передний калориметр, который предназначен для измерения энергии частиц в области больших псевдобыстрот и покрывает область $3.1 < |\eta| < 4.9$. В нем так же используется жидкий аргон в роли активной среды, в то время как в электромагнитной (адронной) части в качестве поглощающего материала используется медь (вольфрам).

Точность измерения энерговыведения зависит от устройства детектора и от зашумленности. Таким образом, энергетическое разрешение может быть определено согласно формуле [36]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E}. \quad (2.7)$$

Первое слагаемое в выражении (2.7) является статистическим, второе слагаемое является систематическим, а третье слагаемое является шумовым. В систематическое слагаемое входят погрешности из-за неоднородности среды, неточной калибровки стрипов и нелинейности детектора. В шумовое слагаемое входят погрешности, связанные с шумами электроники, радиоактивностью и пайлапом. Пайлап (pile-up) — это множественные протон-протонные взаимодействия [37], происходящие внутри одного пересечения сгустков в детекторе ATLAS.

2.2.4 Мюонный спектрометр

Так как мюоны из-за большой массы мало подвержены тормозному излучению, они практически не теряют свою энергию в калориметре. Поэтому для измерения импульсов и идентификации мюонов высоких энергий в пределах значений псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$ применяется мюонный спек-

трометр. Он состоит примерно из 4000 камер прецессионного слежения и триггерных камер, которые помещены в магнитное поле, создаваемое системой тороидальных магнитов.

Мюонный спектрометр состоит из детекторов четырех типов: дрейфовых камер (MDT), покрывающих область псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$, проволочных пропорциональных камер (CSC), покрывающих область псевдобыстрот $2.0 < |\eta| < 2.7$, камер с резистивными электродами (RPC), покрывающих область псевдобыстрот $|\eta| < 1.05$ и узкозачорных камер (TGC), покрывающих область псевдобыстрот $1.05 < |\eta| < 2.7$. Схематичная иллюстрация мюонного спектрометра и его составляющих изображена на рисунке 2.2.5.

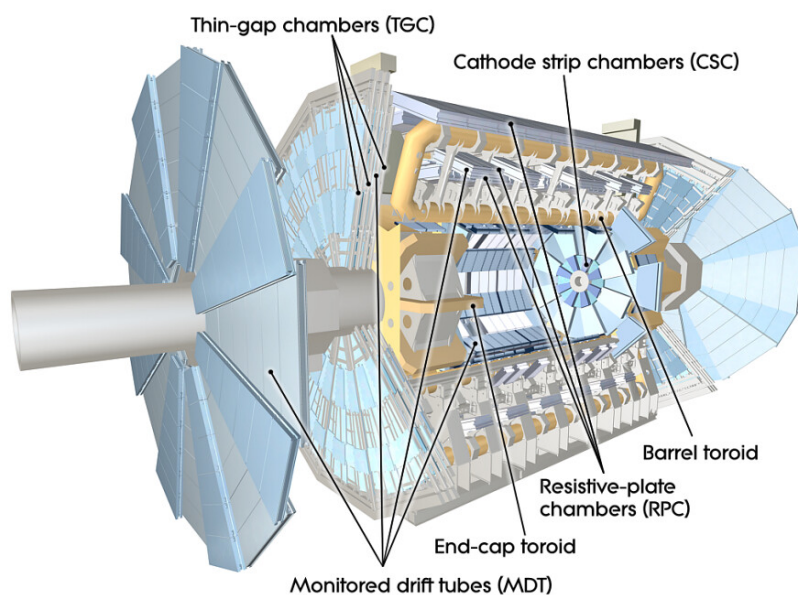


Рисунок 2.2.5 – Схематичная иллюстрация мюонного спектрометра и его составляющих в эксперименте ATLAS

2.2.5 Триггерная система

Триггерная система ATLAS имеет несколько различных подсистем: триггер первого уровня и триггер второго уровня [38]. Главная задача триггерной системы заключается в фильтрации «интересных» событий от всех остальных. Также триггерная система должна уменьшать частоту событий, которые могут использоваться для обработки и записи данных. Триггер первого уровня позволяет уменьшить поток данных примерно с 40 МГц до 100 кГц, отбирая объекты с большим поперечным импульсом, а также с

большим потерянным поперечным импульсом. Триггер второго уровня реализован программным обеспечением и позволяет уменьшить поток данных до 1 кГц.

3 Используемые данные и отбор событий

Данная глава дает описание используемым в работе данным и применяемым отборам. В разделе 3.1 описаны фоновые процессы и соответствующие им наборы Монте-Карло сгенерированных событий. В разделе 3.2 дается подробное описание используемых ограничений, необходимых для эффективного отбора объектов. Раздел 3.3 описывает процедуру исключения наложений объектов, а в разделе 3.4 перечислены используемые в работе отборы событий.

3.1 Используемые наборы

В данной работе использовались наборы Монте-Карло (МК), прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Также в исследовании использовались реальные данные с БАКа, полученные в результате протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 13 ТэВ и интегральной светимостью 140 фб^{-1} , набранные с 2015 по 2018 гг. (Run2).

Исследуемый процесс рождения $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ обладает конечным состоянием, которое может быть воспроизведено в ряде других процессов, являющимися фоновыми. Такими процессами являются:

- конечные состояния $\tau\nu\gamma$ и $l\nu\gamma$ от КХД и электрослабого рождения $W\gamma$, где τ распадается на адроны, или где электрон, или мюон от распада τ или W не регистрируются детектором;
- события $\gamma + \text{струи}$ (далее $\gamma + j$), в которых большой $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ (описание переменной дано в разделе 3.4) возникает из комбинации реального

E_T^{miss} от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно измеренной энергии струй;

- события $W(e\nu)$, t -кварк, $t\bar{t}$ и лептонный канал распада $W(\tau\nu)$, где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон ($e \rightarrow \gamma$);
- события от рождения $t\bar{t}\gamma$, когда один или оба W -бозона от распада t -кварка распадаются на лептоны. Эти лептоны либо распадаются на τ -лептоны, которые либо распадаются на адроны, либо не реконструируются;
- $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{струи}$ (далее $Z(\nu\bar{\nu})j$), многоструйные события и адронный канал распада $W(\tau\nu)$, где одна из струй неверно идентифицируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$);
- события $Z(ll) + \gamma$ (преимущественно τ -лептоны), где τ распадается на адроны или когда электрон, или мюон от распада τ или Z не регистрируется.

В исследованиях конечных состояний $Z\gamma, W\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ [8; 9] МК генератор **Sherpa** [39] показал хорошее согласие данных и моделирования, поэтому он использовался для моделирования сигнального КХД процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Также генератор **Sherpa** использовался для КХД процесса $W\gamma$, для $Z(ll)\gamma, \gamma+j, Z(\nu\bar{\nu})j$ и многоструйных событий. Электрослабые процессы $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $W\gamma$ были смоделированы с помощью генератора **MG5_aMC@NLO** [40]. События с t -кварками смоделированы с помощью генератора **Powheg** [41] совместно с **Pythia8** [42]. Также для оценки систематических погрешностей использовались различные модели партонных ливней: **Pythia8** и **Herwig7**[43]. Количества событий в МК нормированы на данные. Список используемых процессов и генераторов представлен в приложении А.

3.2 Отбор объектов

3.2.1 Отбор фотонов

После реконструкции событий производится классификация всех фотонов, после которой фотон будет идентифицирован как «жесткий» (tight)

или как «мягкий» (loose). Для эффективного разделения фотонов и адронных струй вводятся критерии идентификации фотонов. Фотон идентифицируется как «мягкий», если он удовлетворяет не всем критериям на формы распределений электромагнитного ливня [44]. Поэтому задаются несколько типов «мягкого» фотона, называемые рабочими точками (*loose'*), в которых, по крайней мере, один из следующих критериев должен нарушаться:

- *loose'2* : w_{s3}, F_{side} ;
- *loose'3* : $w_{s3}, F_{\text{side}}, \Delta E$;
- *loose'4* : $w_{s3}, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}$;
- *loose'5* : $w_{s3}, F_{\text{side}}, \Delta E, E_{\text{ratio}}, w_{\text{tot}}$,

где w_{s3} — ширина электромагнитного ливня с использованием трех стрипов вокруг стрипа с максимальной энергией; F_{side} — доля энергии вне трех стрипов, но внутри семи; ΔE — разница энергий стрипов, где в одном слое выделилась вторая по величине энергия, и стрипа, где выделилась наименьшая энергия; E_{ratio} — отношение разности энергий, ассоциированных с наиболее высоким и вторым по величине выделением энергии к сумме этих энергий; w_{tot} — полная поперечная ширина ливня. Также из-за особенностей калориметра накладываются ограничения на псевдобыстроту фотона: $|\eta| < 2.37$ за исключением $1.37 < |\eta| < 1.52$, соответствующей переходной области¹ ЭМ калориметра.

Для подавления активности от других объектов вокруг рассматриваемого объекта накладываются условия на изоляцию. В работе использовалась изоляционная рабочая точка FixedCutLoose [44], так как она является наиболее эффективной по сравнению с другими. Информация о выбранной изоляционной точке приведена в таблице 3.2.1. Отбор $p_{\text{T}}^{\text{cone20}}/p_{\text{T}}^{\gamma} < 0.05$ соответствует трековой изоляции, где переменная $p_{\text{T}}^{\text{cone20}}$ есть сумма поперечных импульсов в конусе с раствором $\Delta R = 0.2$ вокруг направления движения в трековом детекторе кандидата в фотон, а угловое расстояние между объектами ΔR определяется как $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Переменная p_{T}^{γ} определяет поперечный импульс фотона. Переменная $E_{\text{T}}^{\text{cone20}}$ задает энергосодержание

¹Область перехода от барреля к эндкапам

Таблица 3.2.1 – Изоляционная рабочая точка FixedCutLoose

Рабочая точка	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$ ГэВ	$p_T^{\text{cone20}} / p_T^\gamma < 0.05$

в калориметре внутри $\Delta R = 0.2$. Также в работе используется высокий энергетический порог однофотонного триггера в 140 ГэВ.

3.2.2 Отбор струй и лептонов

Адронные струи, которые представляют собой совокупность адронов летящих в одном направлении, реконструируются в адронном калориметре с помощью алгоритма последовательной кластеризации anti- k_T [45] с использованием параметра разрешения $R = 0.4$. На стадии предотбора струи имеют $p_T > 20$ ГэВ и должны быть скорректированы на сопутствующие протонные столкновения. Финальный отбор проходят струи с $p_T > 50$ ГэВ и $|\eta| < 4.5$.

Мюонные кандидаты восстанавливаются с помощью алгоритмов, которые выполняют статистическую комбинацию трека, восстановленного в мюонном спектрометре, с соответствующим треком во внутреннем детекторе [46]. Для неотобранных мюонов производится калибровка в данных. Также для улучшения соответствия данных и МК производится «размытие» импульса в МК. В работе отбираются мюоны с $p_T > 4$ ГэВ и $|\eta| < 2.7$. Также к мюонам применяются отборы на идентификацию и изоляцию. Согласно рекомендациям ATLAS [47], для мюонов выбрана изоляционная рабочая точка FixedCutLoose и рабочая точка Loose.

Кандидаты в электроны восстанавливаются из кластеров в ЭМК ассоциированных с треком во внутреннем детекторе. На стадии предотбора электроны имеют $p_T > 4.5$ ГэВ и $|\eta| < 2.47$, кроме $1.37 < |\eta| < 1.52$. Также к электронам применяются отборы на идентификацию и изоляцию. Согласно рекомендациям ATLAS, для электронов выбрана изоляционная рабочая точка FixedCutLoose и рабочая точка LooseCutBL [48].

Продуктами адронного распада τ являются нейтрино и набор видимых продуктов распада, чаще всего один или три заряженных пиона и

до двух нейтральных пионов. Реконструкция видимых продуктов распада производится с помощью струй, восстановленных с помощью anti- k_T алгоритма с использованием параметра разрешения $R = 0.4$. Также накладываются отборы на $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$, кроме $1.37 < |\eta| < 1.52$. Для отделения кандидатов в τ , инициированных адронными распадами, от струй, инициируемых кварками и глюонами, используется алгоритм идентификации рекуррентной нейронной сети (Recurrent Neural Network, RNN) [49] и отбираются объекты, соответствующие Loose RNN ID.

3.3 Исключение наложений объектов

Исключение наложений объектов применяется в работе по двум причинам. Первая причина заключается в необходимости исключения двойного учета одного объекта как двух различных объектов. Вторая причина заключается в существующих требованиях к изоляции лептонов и фотонов, и наличие близости дополнительного объекта нарушило бы некоторые из этих требований к изоляции. Таким образом, во избежание перечисленных ситуаций, в работе применяются следующие отборы:

- Электроны внутри $\Delta R < 0.1$ от мюонов удаляются;
- Фотоны внутри $\Delta R < 0.4$ от мюонов или электронов удаляются;
- Струи внутри $\Delta R < 0.3$ от фотонов, мюонов или электронов удаляются;
- Тау-лептоны внутри $\Delta R < 0.2$ от фотонов, мюонов или электронов удаляются;
- Струи внутри $\Delta R < 0.2$ от тау-лептонов удаляются.

Процедура исключения наложений производится после реконструкции потерянной поперечной энергии.

3.4 Отбор событий

В работе использовались оптимизированные отборы событий. Условия на число фотонов и струй соответствует конечному состоянию $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$.

Вето на электроны, мюоны и тау-лептоны отсеивает процессы с этими лептонами в конечном состоянии. Угловые ограничения оптимизированы с помощью методов машинного обучения таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. В таблице 3.4.1 приведены отборы, которые применялись в работе, где E_T^{miss} — потерянная поперечная энергия, ве-

Таблица 3.4.1 – Критерии отбора событий для процесса с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

Переменная	Ограничение
E_T^{miss}	$> 130 \text{ ГэВ}$
E_T^γ	$> 150 \text{ ГэВ}$
Число жестких изолированных фотонов	$N_\gamma = 1$
Число лептонов	$N_e = 0, N_\mu = 0,$ $N_\tau = 0$
Значимость E_T^{miss}	> 11
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	> 0.6
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1) $	> 0.3

личина которой есть модуль вектора потерянного поперечного импульса $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|$ [50]. Недостающий поперечный импульс \vec{p}_T^{miss} — незарегистрированная составляющая импульса в поперечной плоскости, определяемая как сумма поперечных импульсов частиц в конечном состоянии со знаком минус: $\vec{p}_T^{\text{miss}} = -\sum \vec{p}_T^f$. Потерянная поперечная энергия определяется как сумма следующих слагаемых:

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss, e}} + E_{x(y)}^{\text{miss, \gamma}} + E_{x(y)}^{\text{miss, jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss, soft}} + E_{x(y)}^{\text{miss, \mu}}, \quad (3.1)$$

где каждое слагаемое определяется как отрицательная сумма потерянных поперечных энергий реконструированных объектов, а также софттерма (т.н. мягкое слагаемое), спроецированных на оси x и y . Софттерм реконструируется как потерянный поперечный импульс $p_{x(y)}^{\text{miss, SoftTerm}}$, не ассоциированный ни с одной из жестких частиц. Значимость измерения потерянного поперечного импульса — это величина, отделяющая события с подлинной величиной от событий с ложной величиной потерянного поперечного импульса. Значимость E_T^{miss} вычисляется как $E_T^{\text{miss}^2} / (\sigma_L^2 (1 - \rho_{LT}^2))$, где σ_L

— дисперсия измерения потерянного поперечного импульса в продольном направлении, ρ_{LT} — корреляционный фактор измерения продольной и поперечной компонент потерянного поперечного импульса [51]. Переменные $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ и $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1)|$ есть модули разностей азимутальных углов между E_T^{miss} и фотоном и E_T^{miss} и первой по величине поперечного импульса адронной струей соответственно. Ограничение на поперечный импульс фотона E_T^γ устанавливается > 150 ГэВ, так как используется однофотонный триггер $E_T^\gamma > 140$ ГэВ. Для подавления фона от первичных фотонов, обусловленных конфигурацией пучка [52], применен отбор по координатной переменной $|\Delta z| < 250$ мм, где переменная Δz определяется как $\Delta z = z_\gamma - z_{vtx}$, где z_γ и z_{vtx} — координаты кандидата в фотон и первичной вершины соответственно.

4 Оценка фона от неверной идентификации струи как фотона

Для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном в разделе 3.4 в таблице 3.4.1 приведены отборы, которые включают в себя наличие изолированного фотона, удовлетворяющего «жесткому» (tight) идентификационному критерию. Однако этот отбор могут проходить не только фотоны. Например, «жесткий» идентификационный отбор также могут проходить струи, содержащие нейтральные мезоны, такие как π^0 и η^0 мезоны. Это связано с тем, что пара фотонов от распада нейтральных мезонов дает сигнатуру электромагнитного (ЭМ) ливня схожую с сигнатурой ЭМ ливня от отдельного изолированного фотона из-за наложения откликов в ЭМК. Таким образом, оценивать подобный фоновый процесс необходимо на основе методов на данных, так как процессы, связанные с неверной идентификацией объектов плохо моделируются с помощью МК.

В данной главе приводится описание процедуры оценки фона от неверной идентификации струи как фотона. В разделе 4.1 дается описание двумерного метода боковых интервалов, который используется для оценки числа фоновых событий, а также приводится описание получения числа таких событий. Раздел 4.2 описывает метод интервалов, который применяется для оценки формы распределений фонового процесса от неверной идентификации струи как фотона.

4.1 Двумерный метод боковых интервалов

Наибольшая доля событий $jet \rightarrow \gamma$ приходится на процессы $Z(\nu\bar{\nu})j$, $W(\tau\nu)$ с последующим распадом τ на адроны, и на многоструйные процессы. Так как из-за ограниченной статистики и проблем с нормировкой рассматриваемый фон не может быть оценен из МК, в исследовании используется метод оценки на основе данных — двумерный метод боковых интервалов (ABCD метод) [53; 54]. В качестве переменных используются идентификационные и изоляционные критерии для фотонов, в основе которых лежат переменные формы электромагнитного ливня в калориметре. Данный метод содержит четыре основные области, которые схематически изображены на рисунке 4.1.1. С учетом отборов 3.4.1 на основе критерия изолированности фотона сигнальная область (СО) и контрольные области (КО) удовлетворяют следующим требованиям:

- «жесткая» (tight) и изолированная (isolated) область (область А — СО): события в этой области содержат фотон, который удовлетворяет условию: $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$ ГэВ и удовлетворяет «жесткому» идентификационному критерию;
- «жесткая» (tight), но неизолированная (non-isolated) область (КО В): события в этой области содержат фотон, который удовлетворяет условию: изоляционный зазор, $\text{ГэВ} < E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$ и удовлетворяет «жесткому» идентификационному критерию;
- «мягкая» (loose) и изолированная (isolated) область (КО С): события в этой области содержат фотон, который удовлетворяет условию: $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$ ГэВ и удовлетворяет «мягкому» идентификационному критерию;
- «мягкая» (loose), но неизолированная (non-isolated) область (КО D): события в этой области содержат фотон, который удовлетворяет условию: изоляционный зазор, $\text{ГэВ} < E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$ и удовлетворяет «мягкому» идентификационному критерию.

Изоляционный зазор (isolation gap) между изолированными и неизолированными областями выбран равным 2 ГэВ как самый оптимальный с целью уменьшения утечки сигнальных событий из области А в КО.

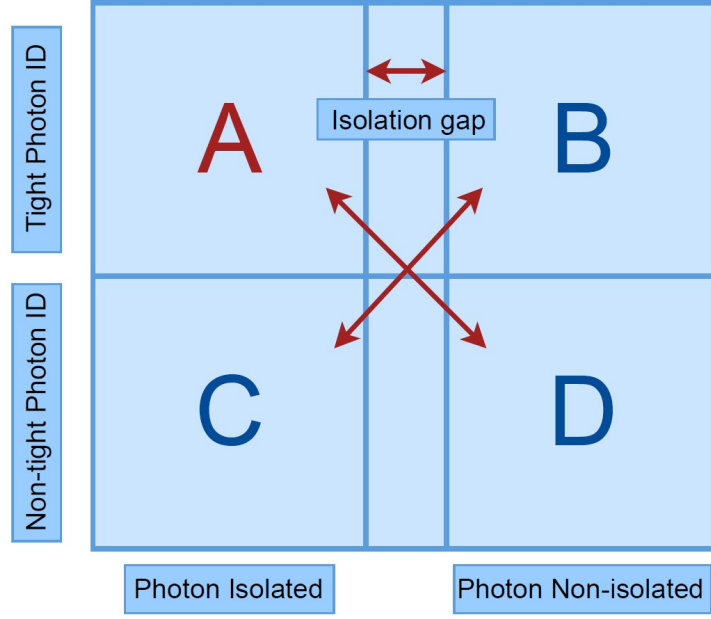


Рисунок 4.1.1 – Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства на области A, B, C и D в двумерном методе боковых интервалов

Основное предположение ABCD метода заключается в отсутствии корреляции между изоляционными и идентификационными критериями фотона. Как следствие, должно выполняться следующее равенство:

$$\frac{N_A^{jet \rightarrow \gamma}}{N_B^{jet \rightarrow \gamma}} = \frac{N_C^{jet \rightarrow \gamma}}{N_D^{jet \rightarrow \gamma}}, \quad (4.1)$$

где $N_i^{jet \rightarrow \gamma}$ — количество $jet \rightarrow \gamma$ событий в соответствующей области. Для оценки корреляции вводится корреляционный фактор R , который для МК задается как $R_{MC} = \frac{N_A^{MC} N_D^{MC}}{N_B^{MC} N_C^{MC}}$, и в случае отсутствия корреляции выполняется равенство $R_{MC} = 1$.

Так как корреляционные факторы, вычисленные на МК, не могут считаться достоверными без дополнительной проверки, необходимо произвести их оценку в данных. Для вычисления корреляционного фактора R_{data} между изоляционными и идентификационными критериями фотона на основе данных неизолрированные области B и D разделяются на четыре области, так как сигнальная область A не может быть использована. Таким образом, корреляционный фактор на основе данных вычисляется в неизолрированных областях B-E, E, D-F и F. Схематическая иллюстрация с разделением областей показана на рисунке 4.1.2. Контрольные области E и F задаются следующим образом, где M_{cut} есть точка разделения областей

В и D:

- «жесткая» (tight) и еще более неизолированная область (КО E): события в этой области содержат фотон, который удовлетворяет условию: $M_{\text{cut}, \text{ГЭВ}} < E_{\text{T}}^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_{\text{T}}^{\gamma}$ и удовлетворяет «жесткому» идентификационному критерию;
- «мягкая» (loose) и еще более неизолированная область (КО F): события в этой области содержат фотон, который удовлетворяет условию: $M_{\text{cut}, \text{ГЭВ}} < E_{\text{T}}^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_{\text{T}}^{\gamma}$ и удовлетворяет «мягкому» идентификационному критерию.

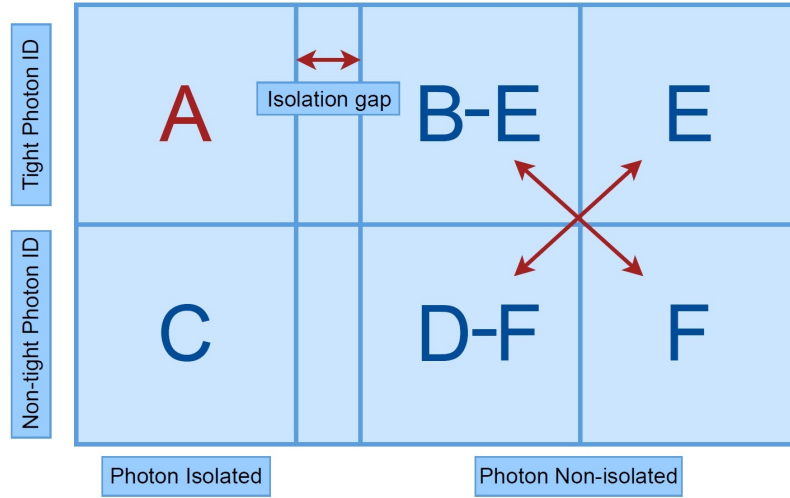


Рисунок 4.1.2 – Схематическая иллюстрация разделения областей В и D и образование дополнительных областей E и F в двумерном методе боковых интервалов

Корреляционный фактор R_{data} задается следующим уравнением:

$$R_{\text{data}} = \frac{N_{\text{B-E}}^{\text{data}} N_{\text{F}}^{\text{data}}}{N_{\text{D-F}}^{\text{data}} N_{\text{E}}^{\text{data}}}, \quad (4.2)$$

где N_i^{data} — количество данных в каждой области за вычетом сигнальных и фоновых событий, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$. Фоновый процесс, связанный с неверной идентификацией электрона как фотона ($e \rightarrow \gamma$), оценивается из данных с помощью метода Z пика [55].

4.1.1 Оценка корреляционных факторов

Для оценки R_{MC} используются МК процессы $Z(\nu\bar{\nu})j$ и $W(\tau\nu)$ с последующим распадом τ на адроны. Многоструйные процессы имеют крайне

ограниченную статистику и не используются для оценки R_{MC} . Оцененные значения R_{MC} в ABCD областях для различных рабочих точек *loose'* представлены в таблице 4.1.1.

Таблица 4.1.1 – Оцененные корреляционные факторы между изоляционными и идентификационными критериями фотона на МК в ABCD областях для различных рабочих точек *loose'*. Погрешности являются статистическими

	<i>loose'2</i>	<i>loose'3</i>	<i>loose'4</i>	<i>loose'5</i>
R_{MC}	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.4 ± 0.3

Корреляционные факторы на основе данных R_{data} в неизолированных областях В-Е, Е, D-F и F так же оцениваются для различных рабочих точек *loose'*. Так как R_{data} зависит от выбора точки разделения областей В и D, корреляционные факторы оценивались для трех различных точек разделения областей M_{cut} . Также в этих областях оценены корреляционные факторы R'_{MC} на МК для различных *loose'*, так как необходимо провалидировать полученные результаты на данных для оценки согласия В-Е, Е, D-F и F и ABCD областей. Распределения по изоляции для данных и МК для различных *loose'* представлены в приложении В. С целью увеличения статистики, для оценки R_{data} и R'_{MC} в неизолированных областях трековая изоляция инвертирована. Результаты оценки R_{data} и R'_{MC} в В-Е, Е, D-F и F областях представлены в таблице 4.1.2. На основе приведенных значений можно сделать вывод, что изоляционные и идентификационные переменные хорошо моделируются с помощью МК.

Наилучшее согласие между данными и МК достигается на точки разделения областей $M_{cut} = 4.5$ ГэВ, поэтому она используется в работе в дальнейшем. Таблица 4.1.3 обобщает оцененные значения корреляционных факторов в В-Е, Е, D-F и F областях с катом 4.5 ГэВ на данных R_{data} и МК R'_{MC} и оцененные значения R_{MC} на МК в ABCD областях. Таблица 4.1.3 демонстрирует хорошее согласие всех оцененных корреляционных факторов. Таким образом, для дальнейшей оценки числа фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ из-за лучшей точности взяты корреляционные факторы, вычисленные на основе данных.

Для учета неопределенности, которая возникает при выборе точки разделения областей В и D, берется наибольшая разница между R_{data} в

Таблица 4.1.2 – Оцененные значения корреляционных факторов между изоляционными и идентификационными критериями фотона в В-Е, Е, D-F и F областях для различных рабочих точек *loose'* на МК и на основе данных для различных точек разделения областей В и D (M_{cut}). Погрешности являются статистическими

M_{cut} , ГэВ	<i>loose'2</i>	<i>loose'3</i>	<i>loose'4</i>	<i>loose'5</i>
МК				
4.5	1.18 ± 0.19	1.15 ± 0.16	1.08 ± 0.13	1.11 ± 0.13
7.5	1.12 ± 0.14	1.16 ± 0.13	1.10 ± 0.11	1.11 ± 0.11
10.5	1.15 ± 0.14	1.16 ± 0.13	1.11 ± 0.11	1.12 ± 0.11
На основе данных				
4.5	0.99 ± 0.11	1.05 ± 0.11	1.07 ± 0.09	1.09 ± 0.09
7.5	1.13 ± 0.11	1.09 ± 0.09	1.06 ± 0.08	1.05 ± 0.08
10.5	1.00 ± 0.10	0.99 ± 0.09	0.96 ± 0.07	0.96 ± 0.07

Таблица 4.1.3 – Оцененные значения корреляционных факторов в В-Е, Е, D-F и F областях с катом 4.5 ГэВ на данных R_{data} и МК R'_{MC} и оцененные значения R_{MC} на МК в ABCD областях для различных рабочих точек *loose'*

	R_{data}	R'_{MC}	R_{MC}
<i>loose'2</i>	0.99 ± 0.11	1.18 ± 0.19	1.1 ± 0.2
<i>loose'3</i>	1.05 ± 0.11	1.15 ± 0.16	1.1 ± 0.2
<i>loose'4</i>	1.07 ± 0.09	1.08 ± 0.13	1.1 ± 0.2
<i>loose'5</i>	1.09 ± 0.09	1.11 ± 0.13	1.4 ± 0.3

рамках одной рабочей точки. Полученные расхождения добавляются в квадрате к статистической погрешности R_{data} из таблицы 4.1.2. Таким образом, полученные значения корреляционных факторов на данных для точки 4.5 ГэВ с учетом источника неопределенности представлены в таблице 4.1.4.

Наилучшее согласие оцененных корреляционных факторов согласно 4.1.3 достигается для рабочей точки *loose'4*, которая будет использоваться для оценки числа фоновых событий в дальнейшем.

4.1.2 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области

Одно из основных предположений ABCD метода заключается в том, что сигнальная область А преимущественно состоит из сигнальных собы-

Таблица 4.1.4 – Оцененные R_{data} для различных $loose'$ для точки разделения областей В и D 4.5 ГэВ. Приведенная погрешность является суммой в квадрате статистической погрешности и погрешности от выбора точки разделения областей В и D

	$loose'2$	$loose'3$	$loose'4$	$loose'5$
R_{data}	0.99 ± 0.18	1.05 ± 0.15	1.07 ± 0.14	1.09 ± 0.16

тий N_A^{sig} , в то время как три контрольные области В, С и D состоят из фоновых событий. Однако присутствуют «утечки» сигнальных событий в КО, которые хорошо оцениваются из МК $Z\gamma$. Количество событий в каждой области задаются следующим образом:

$$\begin{cases} N_A = N_A^{\text{sig}} + N_A^{\text{bkg}} + N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma}, \\ N_B = c_B N_A^{\text{sig}} + N_B^{\text{bkg}} + N_B^{\text{jet} \rightarrow \gamma}, \\ N_C = c_C N_A^{\text{sig}} + N_C^{\text{bkg}} + N_C^{\text{jet} \rightarrow \gamma}, \\ N_D = c_D N_A^{\text{sig}} + N_D^{\text{bkg}} + N_D^{\text{jet} \rightarrow \gamma}, \end{cases} \quad (4.3)$$

где N_i — число событий в данных в каждой области, N_i^{bkg} — фон за исключением оцениваемого фона $jet \rightarrow \gamma$ в каждой области, $N_i^{\text{jet} \rightarrow \gamma}$ — фон $jet \rightarrow \gamma$ в каждой области. Количество событий оцениваются из МК, за исключением фона, обусловленного неверной идентификацией электрона как фотона ($e \rightarrow \gamma$), который оценивается из данных. Параметры «утечки» c_i определяются отношением количества сигнальных событий в КО к событиям в сигнальной области и задаются как:

$$c_B = \frac{N_B^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}, \quad c_C = \frac{N_C^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}, \quad c_D = \frac{N_D^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}. \quad (4.4)$$

Значения параметров «утечки» сигнала в области В, С и D представлены в таблице 4.1.5:

Таблица 4.1.5 – Значения параметров «утечки» сигнала в области В, С и D

	c_B	c_C	c_D
Значение	$(278 \pm 4) \cdot 10^{-5}$	$(3205 \pm 14) \cdot 10^{-5}$	$(178 \pm 11) \cdot 10^{-6}$

После оценки параметров «утечки» необходимо в каждой области из

данных N_i вычесть фоновые события N_i^{bkg} за исключением оцениваемого фона $jet \rightarrow \gamma$. Разница задается как $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{\text{bkg}}$. Подставляя полученные выражения в уравнение (4.1), получим:

$$N_A^{\text{sig}} = \tilde{N}_A - R_{\text{data}}(\tilde{N}_B - c_B N_A^{\text{sig}}) \frac{\tilde{N}_C - c_C N_A^{\text{sig}}}{\tilde{N}_D - c_D N_A^{\text{sig}}}. \quad (4.5)$$

Решая квадратное уравнение (4.5) относительно N_A^{sig} , получим:

$$N_A^{\text{sig}} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (4.6)$$

где a, b и c определяются как:

$$\begin{cases} a = c_D - R_{\text{data}} c_B c_C; \\ b = \tilde{N}_D + c_D \tilde{N}_A - R_{\text{data}}(c_B \tilde{N}_C + c_C \tilde{N}_B); \\ c = \tilde{N}_D \tilde{N}_A - R_{\text{data}} \tilde{N}_C \tilde{N}_B. \end{cases}$$

Число фоновых событий в сигнальной области А можно получить, подставив решение (4.6) в выражение (4.3) для N_A .

Значения событий в сигнальной области и в КО для данных и всех фонов, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$, представлены в таблице 4.1.6. Числа событий для фона $W(e\nu)$, t -кварк, tt ($e \rightarrow \gamma$) получены с помощью метода Z пика, основанного на данных.

Таблица 4.1.6 – Числа событий в сигнальной области и в КО для данных и фоновых процессов, за исключением фона $jet \rightarrow \gamma$

	Данные	$W\gamma$	$e \rightarrow \gamma$	$tt\gamma$	$\gamma+jet$	$Z(l)\gamma$
A	23380 ± 150	3420 ± 20	2608 ± 11	178 ± 3	8120 ± 80	211 ± 4
B	270 ± 16	17.7 ± 1.3	4.269 ± 0.016	0.46 ± 0.14	7 ± 3	0.6 ± 0.2
C	4390 ± 70	108 ± 3	92.8 ± 0.3	6.1 ± 0.5	259 ± 13	7.1 ± 0.6
D	500 ± 20	0.6 ± 0.2	0 ± 0	0.07 ± 0.05	0.06 ± 0.06	0 ± 0

После подстановки значений количества событий для данных и фоновых процессов из таблицы 4.1.6 в решение (4.6), получена оценка центрального значения фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области А,

которая составила $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1765$.

4.1.3 Оценка статистической и систематической погрешностей

Для получения статистической погрешности числа событий в каждой области были независимо проварьированы на $\pm 1\sigma$ для данных и фоновых процессов. Полученные значения были просуммированы в квадратуре. Центральное значение числа $jet \rightarrow \gamma$ событий и статистическая погрешность в СО составили 1765_{-160}^{+164} .

Систематическая погрешность включает погрешность на определение ABCD областей, погрешность на R_{data} и неопределенность, связанную с параметрами «утечки». Систематическая погрешность на определение ABCD областей была оценена путем варьирования определения областей ABCD метода, а именно использовались альтернативные рабочие точки и проварьирован изоляционный промежуток между областями на $\pm 1\sigma$ для данных в КО В и D. Результаты отклонений от центральных значений представлены в таблице 4.1.7. Наибольшее отклонение составило 14% и взято за систематическую погрешность.

Таблица 4.1.7 – Центральное значение фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ и отклонения от него при варьировании определения областей

Центральное значение	1765
loose'2	+240
loose'3	+85
loose'5	-55
Изоляционный зазор +0.3 ГэВ	-60
Изоляционный зазор -0.3 ГэВ	+33

Значения отклонений оценки от центрального значения при варьировании корреляционного фактора R_{data} на ± 0.14 представлены в таблице 4.1.8. Отклонение составило 14% и взято за систематическую погрешность.

Систематическую погрешность на параметры «утечки» можно оценить двумя способами:

Таблица 4.1.8 – Центральное значение фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ и отклонения от него при варьировании значения корреляционного фактора R_{data}

Central value	1765
$R + \Delta R$	+241
$R - \Delta R$	-244

- с помощью альтернативного МК генератора и различных моделей партонных ливней;
- из погрешности на эффективность реконструкции фотона.

Параметры «утечки» и центральные значения событий $jet \rightarrow \gamma$ для основного и альтернативного МК генераторов и различных моделей партонных ливней приведены в таблице 4.1.9. Отклонение от центрального значения составило 0.7%.

Таблица 4.1.9 – Значения параметров «утечки» сигнала в КО В, С и D для основного и альтернативного МК генераторов и различных моделей партонных ливней. В нижней строке показано отклонение от центрального значения в случае использования альтернативного МК генератора и моделей партонного ливня

Параметры утечки	Различные МК генераторы и модели партонных ливней		
	MadGraph+Pythia8, Sherpa 2.2	MadGraph+Herwig7, MadGraph+Pythia8	δ
c_B	$(278 \pm 4) \cdot 10^{-5}$	$(47 \pm 2) \cdot 10^{-4}$	7%
c_C	$(3205 \pm 14) \cdot 10^{-5}$	$(301 \pm 6) \cdot 10^{-4}$	3%
c_D	$(178 \pm 11) \cdot 10^{-6}$	$(39 \pm 6) \cdot 10^{-5}$	120%
$jet \rightarrow \gamma$	1765	1752	0.7%

Более точно оценить систематическую погрешность на параметры «утечки» можно из погрешности на эффективность реконструкции фотона $\delta_{\text{iso/ID}}^{\text{eff}}$ (относительная погрешность), так как различие между генераторами обусловлено преимущественно неидеальным моделированием изоляционных и идентификационных переменных. По определению, моделирование изоляции (iso) фотонов влияет только на параметры «утечки» c_B и c_D , а идентификация (ID) — на c_C и c_D . В итоге можно получить следующие соотношения для относительных погрешностей параметров «утечки»:

- $\sigma_{\text{iso}}^{c_B} = \delta_{\text{iso}}^{\text{eff}} \cdot (c_B + 1)/c_B$,
- $\sigma_{\text{ID}}^{c_C} = \delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} \cdot (c_C + 1)/c_C$,

- $\sigma_{\text{iso}}^{\text{cD}} = \delta_{\text{iso}}^{\text{eff}} \cdot (c_B + 1)/c_B,$
- $\sigma_{\text{ID}}^{\text{cD}} = \delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} \cdot (c_C + 1)/c_C.$

Значения для $\delta_{\text{iso}}^{\text{eff}}$ и $\delta_{\text{ID}}^{\text{eff}}$ взяты равными: $\delta_{\text{iso}}^{\text{eff}} = 0.013$ и $\delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} = 0.013$. Наибольшее значение погрешности оценки с учетом погрешности на эффективность реконструкции фотона составило 1.3%, которое взято за погрешность, связанную с параметрами «утечки». Суммарное значение систематической погрешности составило 20%.

Таким образом, оценка числа фоновых событий от неверной идентификации адронной струи как фотона в сигнальной области А составила $N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma} = 1770 \pm 160$ (стат.) ± 350 (сист.) событий. Предсказание МК составляет $N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma, \text{МК}} = 2000 \pm 1300$ (стат.) событий.

4.2 Метод интервалов

Так как целью работы является получение дифференциальных сечений для процесса $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$, фоновые процессы должны быть оценены максимально точно, включая форму распределений. Описанный в разделе 4.1 ABCD метод позволяет оценить только число фоновых событий.

В рамках работы был адаптирован метод для оценки формы распределений процесса $jet \rightarrow \gamma$, а именно метод интервалов [56]. Стоит отметить, что данный метод может быть также применен для оценки числа фоновых событий. В методе интервалов фазовое пространство разделяется на две ортогональные области на основе критерия изоляции фотонов:

- Сигнальная область (СО): события в этой области проходят отборы из таблицы 3.4.1 и содержат фотон, который удовлетворяет условию $E_{\text{T}}^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_{\text{T}}^{\gamma} < 0$ ГэВ;
- Контрольная область (КО): события в этой области проходят отборы из таблицы 3.4.1 и содержат фотон, который удовлетворяет условию $E_{\text{T}}^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_{\text{T}}^{\gamma} > 0$ ГэВ;

Контрольная область определена таким образом, чтобы она состояла преимущественно из фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$. Фотоны во всех областях удовлетворяют «жесткому» идентификационному критерию. На рисунке

4.2.1 показана схематическая иллюстрация разделения фазового пространства на две ортогональные области.

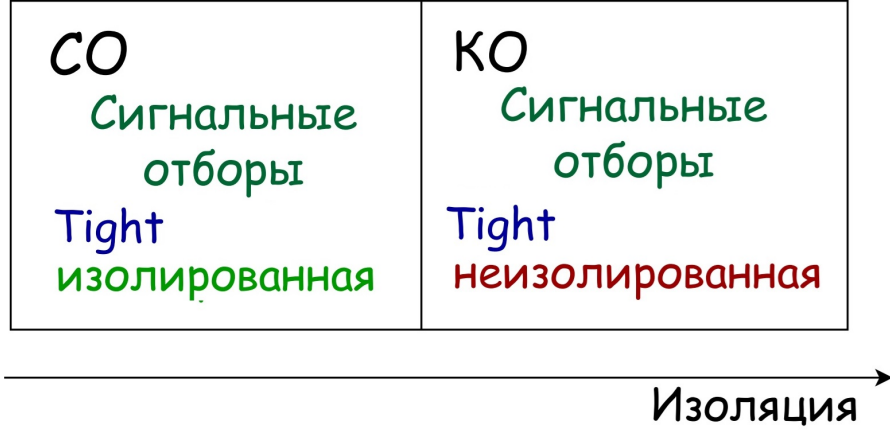


Рисунок 4.2.1 – Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства в методе интервалов на две ортогональные области

Во избежание зависимости от величины изоляции фотона, неизолированная КО разделяется на несколько более мелких областей, т.н. интервалов, на основе калориметрической изоляции. Таким образом, вместо одной неизолированной области можно получить несколько изоляционно-независимых интервалов.

В таком случае, количество событий $jet \rightarrow \gamma$ в каждом интервале из КО можно представить следующим образом:

$$N_{CR(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = N_{CR(i)}^{data} - N_{CR(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_{CR(i)}^{bkg}, \quad (4.7)$$

где $N_{CR(i)}^{data}$, $N_{CR(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$ и $N_{CR(i)}^{bkg}$ есть количества событий в i -ом интервале в КО в данных, сигнальном процессе и фоновых процессах, за исключением $jet \rightarrow \gamma$, соответственно.

Метод строится на предположении, что форма распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона в наиболее близком к СО интервале является схожей с формой распределения $jet \rightarrow \gamma$ в СО. Однако интервал из неизолированной области не может полностью соответствовать форме распределения $jet \rightarrow \gamma$ в изолированной области, в связи с чем форма в наиболее близком к СО интервале корректируется следующим образом:

$$H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A,0.B]} = H_{data}^{[0.A,0.B]}[X] - H_{sig}^{[0.A,0.B]}[X] - H_{bkg}^{[0.A,0.B]}[X], \quad (4.8)$$

где $H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A,0.B]}$ нормированное на интеграл распределение для переменной X в КО в интервале по изоляции $0.A - 0.B$. Тогда дополнительное слагаемое, позволяющее скорректировать форму распределения в СО и учитывающее зависимость от изоляции, для четырех интервалов может быть записано следующим образом:

$$\Delta^{CR}[X] = \left(\frac{H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A_1,0.B_1]}[X] - H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A_3,0.B_3]}[X]}{2} + \frac{H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A_2,0.B_2]}[X] - H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A_4,0.B_4]}[X]}{2} \right), \quad (4.9)$$

где индексы соответствуют номеру интервала. Дополнительное слагаемое взято за систематическую погрешность процедуры оценки формы $jet \rightarrow \gamma$.

Таким образом, форма распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона в СО может быть определена как:

$$H_{jet \rightarrow \gamma}^{SR} = H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A_1,0.B_1]}[X] + 2 \cdot \Delta^{CR}[X]. \quad (4.10)$$

4.2.1 Оценка формы распределений $jet \rightarrow \gamma$

Для оценки формы $jet \rightarrow \gamma$ фона в СО с помощью метода интервалов неизолированная КО была разделена на 4 равномерных интервала: $[0.065, 0.090, 0.115, 0.140, 0.165]$. Таким образом, дополнительное слагаемое, позволяющее скорректировать форму распределения в СО и учитывающее зависимость от изоляции, записывается следующим образом:

$$\Delta^{CR2}[X] = \left(\frac{H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.065,0.09]}[X] - H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.115,0.14]}[X]}{2} + \frac{H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.09,0.115]}[X] - H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.14,0.165]}[X]}{2} \right). \quad (4.11)$$

С целью увеличения статистики в неизолированной области, отбор на трековую изоляцию был ослаблен. Как показано на рисунке 4.2.2, ослабление отбора на трековую изоляцию в неизолированной области не изменяет форму распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона в СО. Также во избежание корреляции между E_T^{miss} и значимостью E_T^{miss} , при оценке формы по переменной E_T^{miss} ослаблен отбор на значимость в неизолированной области. Как показано на рисунке 4.2.3, ослабление отбора на значимость E_T^{miss} в неизолированной области не изменяет форму распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона в СО.

Нормированные распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона по различным переменным для неизолированных интервалов из КО и скорректированное нормированное распределение в СО представлены на рисунках 4.2.4 и 4.2.5.

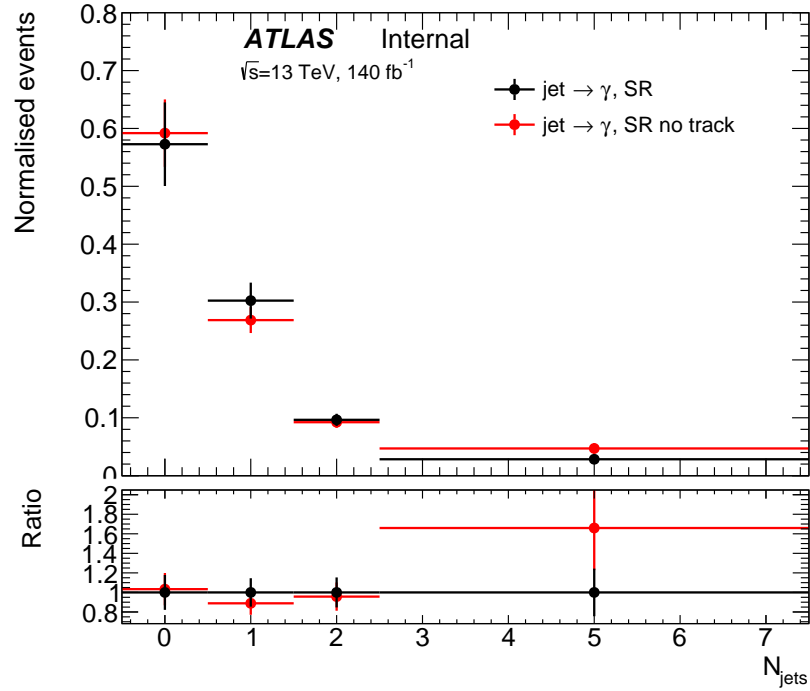


Рисунок 4.2.2 – Сравнение форм распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона с использованием МК набора $Z(\nu\bar{\nu})j$ по переменной количества струй N_{jets} в СО с отбором и без отбора на трековую изоляцию

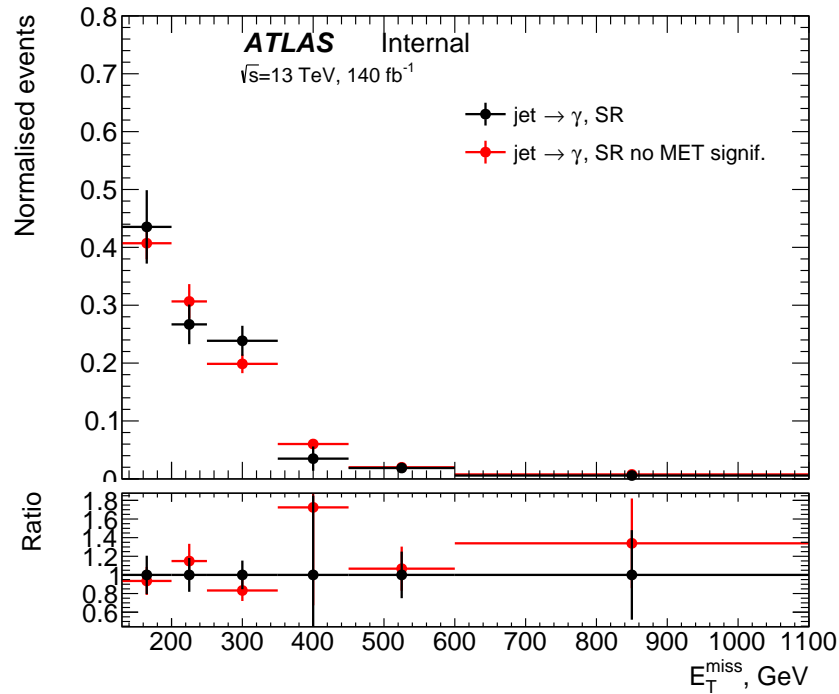


Рисунок 4.2.3 – Сравнение форм распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона с использованием МК набора $Z(\nu\bar{\nu})j$ по переменной потерянной поперечной энергии E_T^{miss} в СО с отбором и без отбора на значимость E_T^{miss}

Оцененные распределения по различным переменным приведены в приложении С. На основе оцененного с помощью метода интервалов распределения в СО по количеству струй получены значения числа $jet \rightarrow \gamma$ событий с отбором $N_{jets} \geq 1$ и $N_{jets} \geq 2$, которые составили $N_{N_{jets} \geq 1}^{jet \rightarrow \gamma} = 730 \pm 70$ (стат.) ± 140 (сист.) и $N_{N_{jets} \geq 2}^{jet \rightarrow \gamma} = 230 \pm 20$ (стат.) ± 50 (сист.).

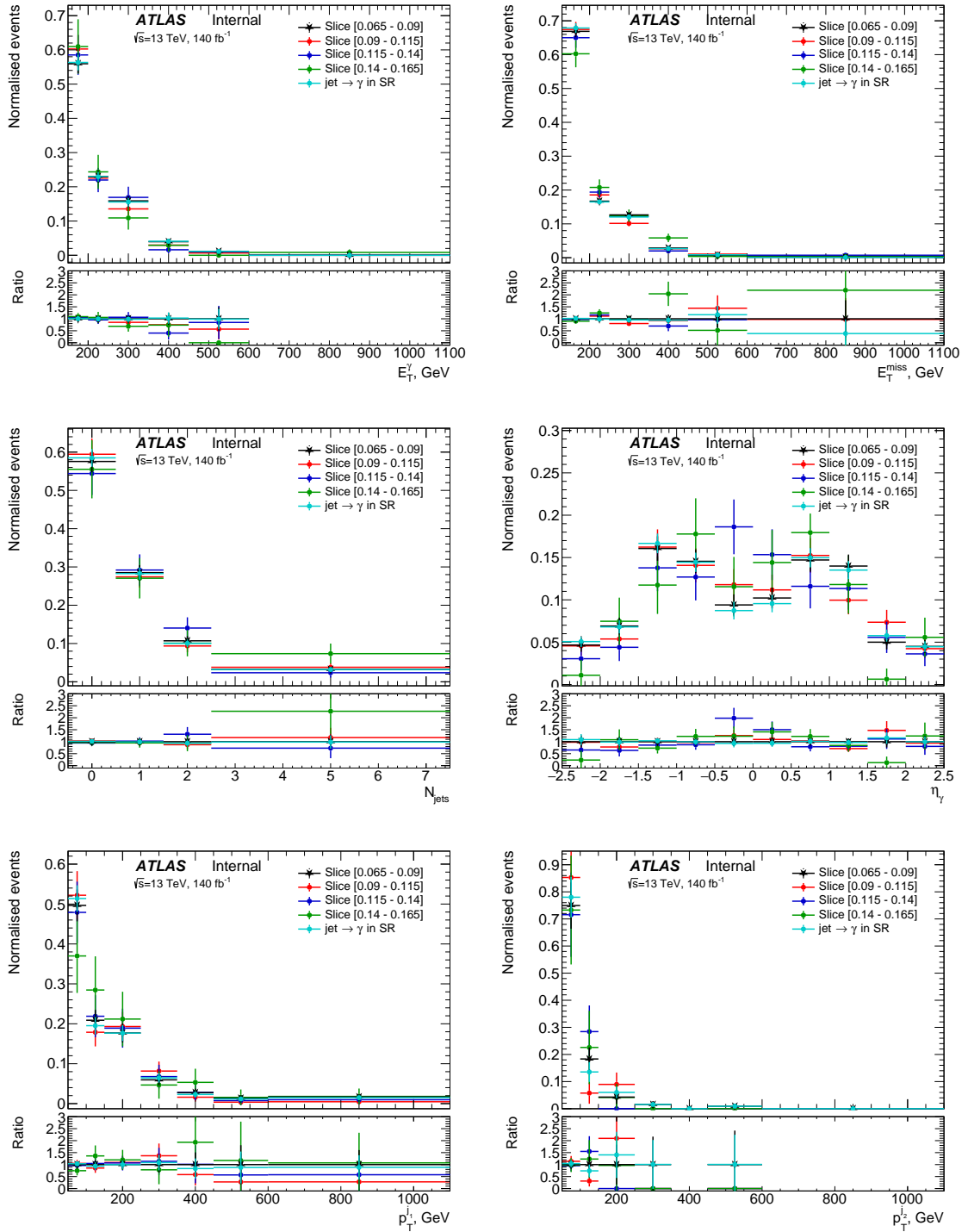


Рисунок 4.2.4 – Нормированные распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона по различным переменным для неизолированных интервалов из КО и скорректированное нормированное распределение в СО

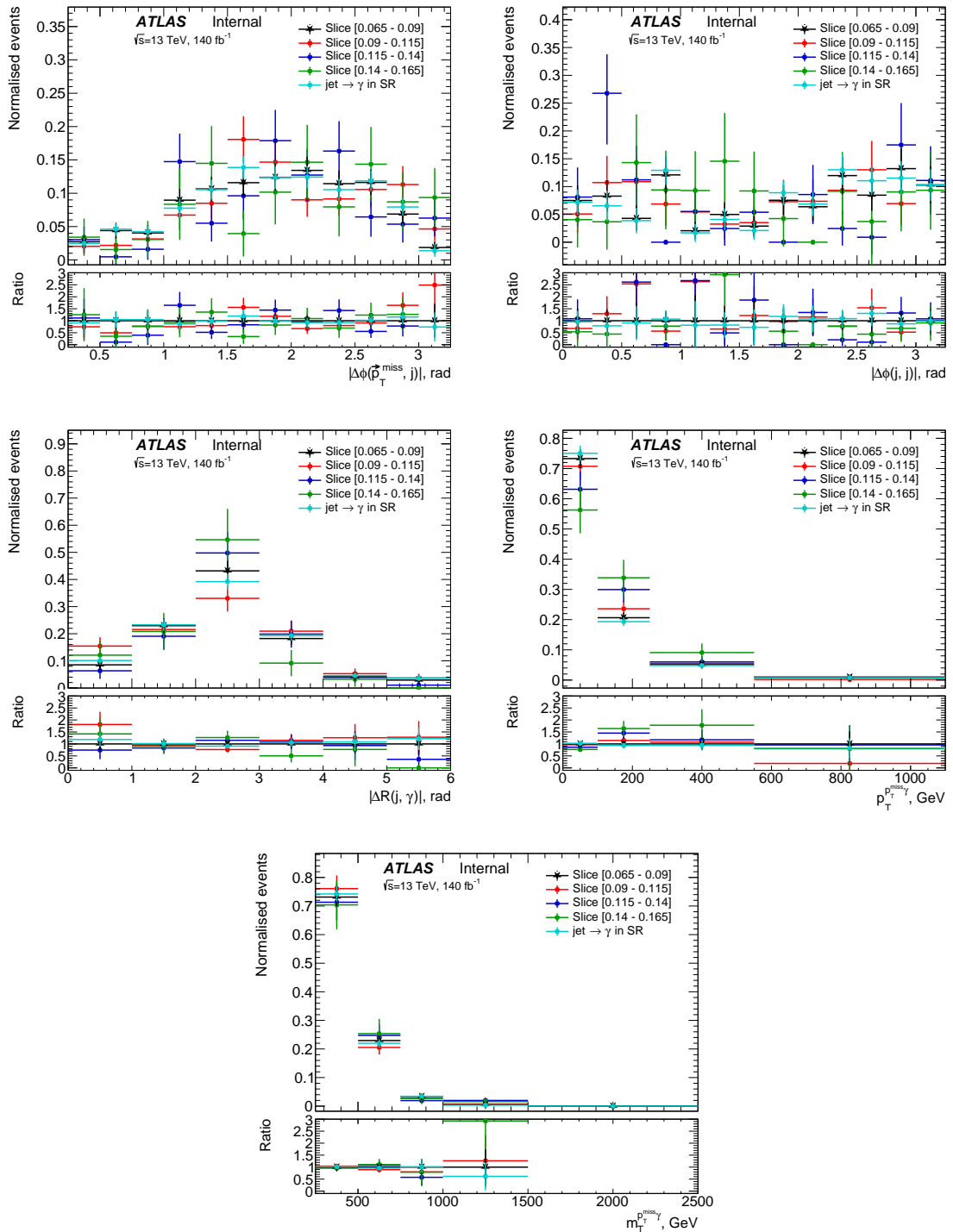


Рисунок 4.2.5 – Нормированные распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона по различным переменным для неизолированных интервалов из КО и скорректированное нормированное распределение в СО

5 Статистическая модель

Данная глава приводит описание процедуры оценки силы сигнала и основных фоновых процессов путем построения статистической модели, которая включает в себя экспериментальные и теоретические систематические погрешности. В разделе 5.1 дается описание используемой в статистической модели области фазового пространства. Раздел 5.2 описывает метод максимального правдоподобия в контексте статистической модели, а в разделе 5.3 приводится описание процедуры фитирования для оценки параметров модели. В разделах 5.4, 5.5 и 5.6 приведено описание экспериментальных и теоретических погрешностей. В разделах 5.7, 5.8 и 5.9 приведены результаты фитирования.

5.1 Фазовое пространство

Для получения сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ необходимо точно оценить фоновые процессы. Большинство фоновых процессов плохо моделируются с помощью МК. Такие фоны как $e \rightarrow \gamma$ и $jet \rightarrow \gamma$ оцениваются с помощью методов, основанных на данных. Фоновые процессы $W(l\nu)\gamma$, $tt\gamma$ и $\gamma + j$ наиболее удобно оценивать в контрольных областях, а именно в $W\gamma$ и γj . Контрольная область $W\gamma$ определяется аналогично сигнальной области из 3.4.1, за исключением инверсии отбора на количество лептонов $N_{lep} > 0$. Контрольная область γj определяется аналогично сигнальной области из 3.4.1, за исключением инверсии отбора по значимости $E_T^{miss} < 11$. Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства на области представлена на рисунке 5.1.1.

Для оценки фоновых процессов $W(l\nu)\gamma$, $tt\gamma$ и $\gamma + j$ и для дальнейшего получения сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ проводится процедура фитирования на основе метода максимального правдоподобия в контрольных областях

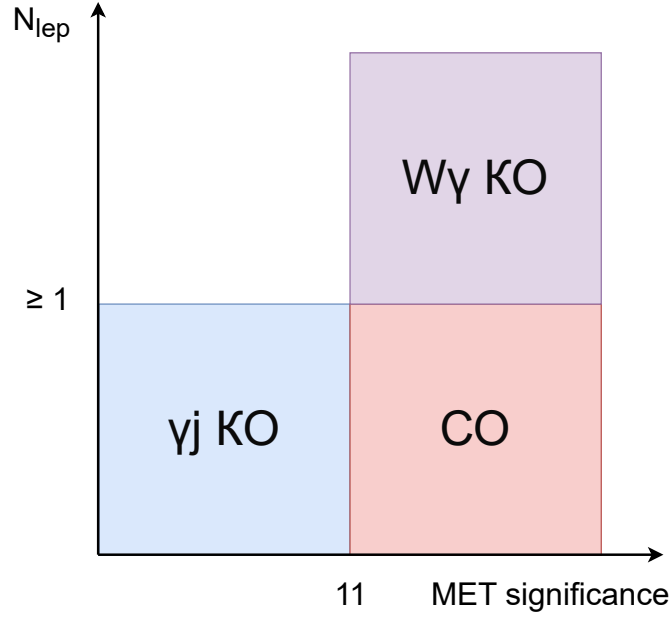


Рисунок 5.1.1 – Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства на сигнальную и две контрольные области

(КО) $W\gamma$ и γj и в сигнальной области (СО).

Для реализации процедуры фитирования вводятся три свободных параметра: сила сигнала $\mu_{Z\gamma}$, применяемая к сигнальным процессам, нормировочный коэффициент $\mu_{W\gamma}$, применяемый к фоновым процессам $W(l\nu)\gamma$ и $tt\gamma$, и нормировочный коэффициент $\mu_{\gamma j}$, применяемый к фоновому процессу $\gamma + j$.

5.2 Метод максимального правдоподобия

Измерение поперечного сечения сигнального процесса осуществляется путем оценки параметра силы сигнала $\mu_{Z\gamma}$, который также является т.н. параметром интереса (ПИ), и определяется как:

$$\mu_{Z\gamma} = \mu = \frac{\nu_{\text{meas.}}^s}{\nu_{\text{SM}}^s} = \frac{\sigma_{\text{fid, meas.}}^s}{\sigma_{\text{fid, SM}}^s}, \quad (5.1)$$

где ν_{SM}^s есть число сигнальных $Z\gamma$ событий, предсказанных СМ, а $\nu_{\text{meas.}}^s$ есть число измеренных сигнальных $Z\gamma$ событий. Обозначения $\sigma_{\text{fid, SM}}^s$ и $\sigma_{\text{fid, meas.}}^s$ есть предсказанное СМ и измеренное сечения сигнального процесса $Z\gamma$ в доверительной области, которая определяется в разделе 6.1.

Для учета систематических неопределенностей и ограничений на нор-

мировку фоновых процессов в статистическую модель включается набор подстроечных параметров (ПП) θ (nuisance parameters).

Таким образом, функция правдоподобия имеет вид:

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \prod_r^{\text{regions}} \left[\prod_i^{\text{bins} \in r} \text{Pois}(N_i^{\text{data}} | \mu \nu_i^s \eta^s(\theta) + \nu_i^b \eta^b(\theta)) \right] \cdot \prod_i^{\text{nuis. par.}} \mathcal{L}(\theta_i), \quad (5.2)$$

где

- N_i^{data} есть количество наблюдаемых событий в данных в i -ом бине;
- ν_i есть ожидаемое количество сигнальных или фоновых событий в i -ом бине ($\nu_i^s = \nu_{\text{SM}}^s$ из (5.1));
- $\eta(\theta_i)$ есть функция отклика в i -ом бине, отражающая влияние систематических неопределенностей и ограничений нормировки на количество событий в бине с помощью набора ПП θ ;
- $\mathcal{L}(\theta_i)$ есть функция правдоподобия «вспомогательного измерения» для i -ого бина, отражающая природу систематических неопределенностей. С точки зрения статистической модели — это «ограничивающий» множитель, уменьшающий значение правдоподобия и не позволяющий принимать ей любые значения.

Измерение параметров интереса μ и подстроечных параметров θ выполняется путем минимизации функции « $-\ln \mathcal{L}(\mu, \theta)$ ». Соответствующие полученные значения обозначаются как $\hat{\mu}$ и $\hat{\theta}$.

Функция $q(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta})$ используется для вычисления значимости измерения и неопределенностей оценок $\hat{\mu}$ и $\hat{\theta}$ и определяется как:

$$q(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta}) = -2 \ln \lambda(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta}) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (5.3)$$

где $\lambda(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta})$ есть профиль правдоподобия (profile likelihood ratio), $\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}(\mu))$ есть максимизированная функция правдоподобия с фиксированным значением параметра μ , $\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})$ есть максимизированная функция правдоподобия без условий. Значения μ , при которых $-2 \ln \lambda(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta}) = 2\Delta(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta})$

отличается от минимума на 1, 4 и 9 (т.е. $\Lambda(\mu, \hat{\mu}, \hat{\theta})$ отличается от минимума на 0.5, 2 и 4.5), соответствуют ошибке $\hat{\mu}$ в $\pm\sigma$, $\pm 2\sigma$ и $\pm 3\sigma$ соответственно.

Измеренная и ожидаемая статистические значимости [57] определяются как:

$$\sigma_{\text{disc}}^{\text{meas.}} = \sqrt{q(\mu = 0)}, \quad (5.4)$$

$$\sigma_{\text{disc}}^{\text{exp.}} = \sqrt{q(\mu = 1)_A}, \quad (5.5)$$

где $q(\mu = 1)_A$ вычисляется на основе данных Азимова [53]. Статистическая значимость сигнала определяется согласно формуле:

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S + B}}, \quad (5.6)$$

где S и B есть число сигнальных и фоновых событий соответственно.

5.3 Процедура фитирования

Процедура фитирования осуществляется в двух КО, $W\gamma$ и γj , схематическая иллюстрация которых представлена на рисунке 5.1.1, и в сигнальной области, которая определена в разделе 3.4. Во всех трех областях для процедуры фитирования используется переменная поперечной энергии фотона E_T^γ .

Форма распределения сигнального процесса $Z\gamma$ берется из МК моделирования, а нормировка оценивается путем присвоения процессу нормировочного коэффициента $\mu_{Z\gamma}$ (сила сигнала). Форма распределения фоновых процессов $W\gamma$, $tt\gamma$ и $\gamma + j$ так же берется из МК моделирования, а их нормировка оценивается путем присвоения им нормировочных коэффициентов $\mu_{W\gamma}$ и $\mu_{\gamma j}$ соответственно. Фоновый процесс, обусловленный неверной идентификацией электрона как фотона ($e \rightarrow \gamma$), оценивается с помощью метода Z пика с использованием данных [55]. Результаты оценки фона $jet \rightarrow \gamma$ взяты из главы 4. Форма распределения и нормировка фонового процесса $Z(l\ell)\gamma$ берется из МК моделирования. В таблице 5.3.1 приведены используемые в областях нормировочные коэффициенты. В таблице 5.3.2 приведены значения количества событий для сигнальных и фоновых

Таблица 5.3.1 – Перечисление областей, в которых нормировочные коэффициенты используются для получения функции правдоподобия

	CO	$W\gamma$ KO	γj KO
$\mu_{Z\gamma}$	✓		
$\mu_{W\gamma}$	✓	✓	✓
$\mu_{\gamma j}$	✓	✓	✓

процессов в КО и СО до процедуры фитирования.

Таблица 5.3.2 – Значения количества событий сигнала и фонов в КО $W\gamma$ и γj и СО до процедуры фитирования. Указанные погрешности статистические

	$W\gamma$ KO	γj KO	CO
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD	540.5 ± 1.9	1596 ± 3	10711 ± 8
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ EWK	12.39 ± 0.09	85.2 ± 0.2	166.3 ± 0.3
$W\gamma$ QCD	4660 ± 30	1431 ± 12	3310 ± 20
$W\gamma$ EWK	257.1 ± 1.0	101.0 ± 0.6	109.4 ± 0.6
$e \rightarrow \gamma$	309 ± 4	675 ± 6	2608 ± 11
$j \rightarrow E_T^{\text{miss}}$	950 ± 30	16870 ± 110	8120 ± 80
$j \rightarrow \gamma$	118 ± 11	850 ± 80	1770 ± 160
$Z(\ell\bar{\ell})\gamma$	241 ± 4	73 ± 2	211 ± 4
$t\bar{t}\gamma$	671 ± 6	330 ± 4	178 ± 3
Total	7750 ± 40	22010 ± 140	27180 ± 180
Data	7186	17277	23375

Для получения ожидаемых значений параметров интереса и значимости сигнала, используется трехэтапная процедура фитирования. На первом этапе выполняется процедура фитирования в двух КО к наблюдаемым данным без учета СО (background only fit) для получения оценки нормировочных коэффициентов для фоновых процессов и подстроечных параметров. Также на этом этапе проверяется корректность используемых систематических погрешностей, включенных в статистическую модель.

На втором шаге производится процедура фитирования как в двух КО, так и в СО с использованием ПИ $\mu_{Z\gamma}$. Поскольку области «ослепляются» во время извлечения ожидаемых результатов, вместо наблюдаемых данных используется так называемый набор данных Азимова. Набор данных Азимова — это такой набор данных, при использовании которого можно получить истинные значения параметров. Этот набор создается путем суммирования всех ожидаемых событий с учетом влияния нормировочных

коэффициентов для фонов и с учетом систематических ПП, которые были оценены на первом этапе фита [57]. Основываясь на определении данных Азимова можно утверждать, что на втором этапе процедуры фитирования будут получены те же результаты, что и на первом этапе. Однако данный подход позволит получить ожидаемую значимость сигнала и ожидаемую погрешность для ПИ $\mu_{Z\gamma}$.

На третьем шаге производится процедура фитирования как в двух КО, так и в СО с использованием ПИ $\mu_{Z\gamma}$ и с использованием наблюдаемых данных, что позволит получить наблюдаемые значения нормировочных коэффициентов для фоновых процессов и наблюдаемое значение силы сигнала.

5.4 Погрешности, связанные с триггером и светимостью

Погрешность интегральной светимости комбинированного набора данных Run-2 составляет 0.83%. Она была получена с использованием детектора LUCID-2 [58] для первичных измерений светимости.

Эффективность однофотонного триггера `HLT_g140_loose` измерялась как функция откалиброванного p_T лидирующего изолированного фотона, удовлетворяющего «жесткому» идентификационному критерию и имеющего $|\eta| < 2.37$ (за исключением крэк-региона), как описано в работе [59]. Это исследование показывает, что эффективность триггера составляет как минимум 98.5% для всех фотонов. Поэтому можно считать триггер эффективным на 100% с погрешностью 1.5%.

5.5 Экспериментальные систематические погрешности

Экспериментальные источники систематической погрешности включают погрешности на измерение энергии электронов и фотонов, погрешности масштаба и разрешения импульса мюонов, тау-лептонов, энергии адронных струй и потерянного поперечного импульса, а также погреш-

ности масштабирующих коэффициентов, применяемых к моделированию для воспроизведения измеренных в данных эффективностей реконструкции, идентификации и изоляции.

В работе были рассмотрены основные погрешности ($>1\%$) как функции поперечной энергии фотона. Было обнаружено, что некоторые из погрешностей имеют нелинейную зависимость от кинематической переменной. Такие погрешности изменяют форму распределения. Другая часть систематических погрешностей имеют линейную зависимость, и, следовательно, не изменяют форму распределения, и рассматриваются только как нормировка.

5.6 Теоретические систематические погрешности

Моделирование сильно зависит от выбранных значений параметров модели. Поэтому необходимо оценить теоретические погрешности, связанные с вариацией структурных функций и константы сильного взаимодействия ($\text{PDF}+\alpha_s$), вариацией масштабов перенормировки μ_R и факторизации μ_F и вариацией моделирования партонных ливней.

5.6.1 Погрешности, связанные с вариацией структурных функций и константы сильного взаимодействия

В соответствии с рекомендациями PDF4LHC [60] учитываются внутренние PDF и α_s компоненты для NNPDF3.0 NLO PDF набора. Для вычисления погрешности используется ансамбль из NNPDF3.0 PDF наборов (100 параметров в сумме). Для получения погрешности на числа событий применяется следующий порядок действий:

1. Получение числа событий в бине X_i для $i = 100$ вариаций из NNPDF набора.
2. Замена отрицательных значений на 0 (если $X_i < 0$, то $X_i = 0$).

3. Расстановка всех значений в порядке возрастания:

$$X^1 \leq X^2 \leq \dots \leq X^{99} \leq X^{100}. \quad (5.7)$$

4. Выбор значений, соответствующих границам 68% доверительного интервала, и получение погрешности:

$$\delta^{\text{PDF}} X = \frac{X^{84} - X^{16}}{2}. \quad (5.8)$$

Для получения погрешности на константу сильного взаимодействия α_s использовались верхняя и нижняя вариации: $\alpha_s = 0.1180 \pm 0.0015$. Погрешность вычисляется по формуле:

$$\delta^{\alpha_s} X = \frac{X(\alpha_s = 0.1195) - X(\alpha_s = 0.1165)}{2}. \quad (5.9)$$

Итоговая погрешность PDF+ α_s определяется суммой в квадратуре:

$$\delta^{\text{PDF}+\alpha_s} X = \sqrt{(\delta^{\text{PDF}} X)^2 + (\delta^{\alpha_s} X)^2}. \quad (5.10)$$

Погрешность, связанная с вариацией между наборами, вычисляется путем определения числа событий при использовании весов, которые соответствуют центральным значениям в альтернативных наборах CT14 [61] и MMHT2014 [62] и взятия наибольшего отклонения от номинального значения количества событий, соответствующего набору NNPDF.

5.6.2 Погрешности, связанные с вариацией масштабов перенормировки и факторизации

Неопределенности, связанные с поправками КХД более высокого порядка [63], оцениваются путем вариации масштабов перенормировки μ_R и факторизации μ_F в полтора и два раза и игнорирования комбинаций, отличающихся в четыре раза. Рассматриваются шесть комбинаций:

- $\mu_F = \mu_R = 0.5\mu_0$;
- $\mu_F = \mu_0, \mu_R = 0.5\mu_0$;

- $\mu_R = \mu_0, \mu_F = 0.5\mu_0$;
- $\mu_F = \mu_R = 2\mu_0$;
- $\mu_F = 2\mu_0, \mu_R = \mu_0$;
- $\mu_F = \mu_0, \mu_R = 2\mu_0$.

Максимальное отклонение от номинального числа событий взято в качестве систематической погрешности.

5.6.3 Погрешности, связанные с моделированием партонных ливней

Погрешность моделирования оценивается как разница между номинальным и альтернативным выходами событий:

$$\delta^{\text{model.}} X = |X^{\text{altern.}} - X^{\text{nominal}}|. \quad (5.11)$$

Для сигнального процесса $Z\gamma$ QCD в качестве номинального генератора используется **Sherpa 2.1**, в качестве альтернативного генератора и модели партонного ливня используется **MadGraph+Pythia8**. Для сигнального процесса $Z\gamma$ EWK и фонового процесса $tt\gamma$ в качестве номинального генератора и модели партонного ливня используется **MadGraph+Pythia8**, в качестве альтернативной модели используется **Herwig7**.

5.7 Фитирование в контрольных областях

Процедура фитирования осуществлялась с помощью пакета **TRExFitter** [64; 65], который основан на пакете **HistFactory** [66] из **ROOT** [67].

Согласно разделу 5.3, для получения оценок нормировочных коэффициентов для фоновых процессов и для проверки правильности учета систематических погрешностей процедура фитирования производится в двух КО. Фитирование осуществляется по переменной поперечной энергии фотона E_T^γ с использованием ПИ $\mu_{\gamma j}$ и $\mu_{W\gamma}$.

После включения и отладки экспериментальных и теоретических систематических погрешностей, перечисленных в разделах 5.4, 5.5 и 5.6, производится первый этап процедуры фитирования. Рисунок 5.7.1 иллюстрирует распределения по E_T^γ в КО и СО до фитирования в КО. Рисунок 5.7.2 иллюстрирует распределения по E_T^γ в КО и СО после фитирования. В таблице 5.7.1 приведены значения количества событий для сигнала и фона в КО и СО после фита в контрольных областях. Значения и погрешности ПП соответствующих систематик, полученных в результате фита только в КО, представлены на рисунке 5.7.3.

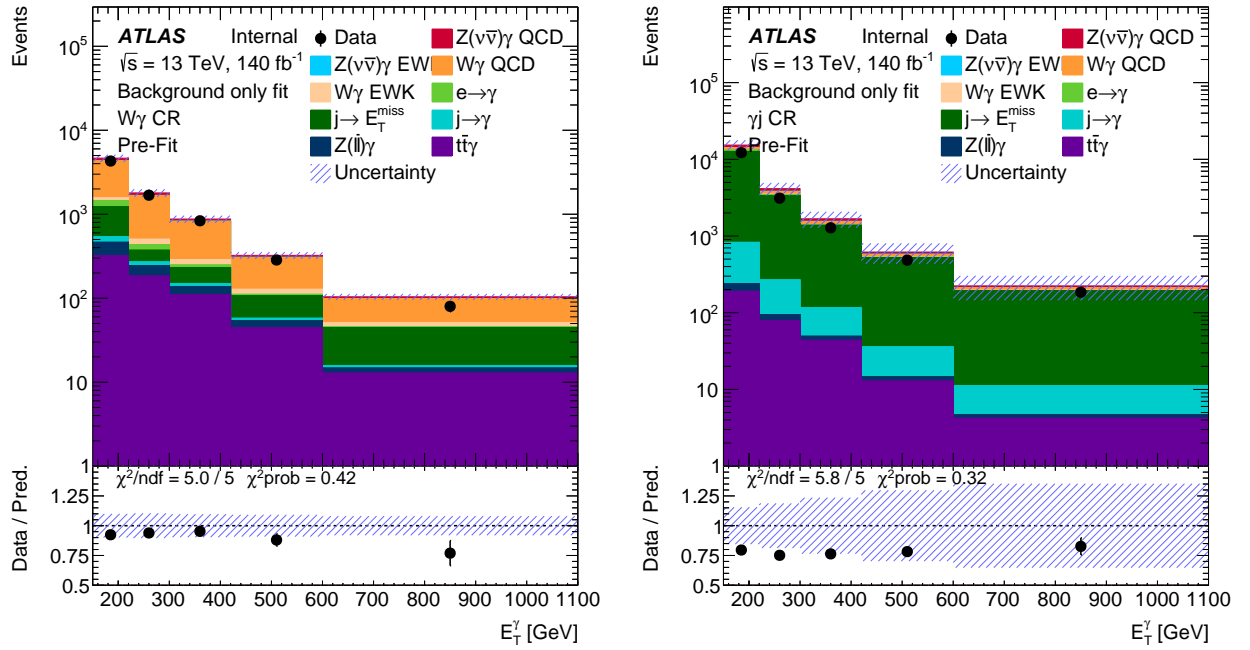
Таблица 5.7.1 – Значения количества событий сигнала и фонов в КО $W\gamma$ и γj и СО после процедуры фитирования только в двух КО. Погрешность соответствует сумме статистической и систематической погрешностей в квадратуре

	$W\gamma$ КО	γj КО	СО
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD	500 ± 70	1400 ± 300	10400 ± 700
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ EWK	12.4 ± 1.3	84 ± 10	165 ± 18
$W\gamma$ QCD	4400 ± 200	1400 ± 200	3140 ± 170
$W\gamma$ EWK	240 ± 30	102 ± 14	93 ± 13
$e \rightarrow \gamma$	310 ± 19	680 ± 40	2610 ± 160
$j \rightarrow E_T^{\text{miss}}$	740 ± 110	12500 ± 400	6300 ± 1100
$j \rightarrow \gamma$	120 ± 20	830 ± 170	1700 ± 300
$Z(\ell\bar{\ell})\gamma$	240 ± 20	71 ± 14	211 ± 16
$t\bar{t}\gamma$	590 ± 150	290 ± 70	160 ± 40
Total	7190 ± 90	17280 ± 150	24800 ± 1300
Data	7186	17277	23375

Полученные значения нормировочных коэффициентов равны $\mu_{W\gamma} = 0.94 \pm 0.13$ (стат. \oplus сист.) и $\mu_{\gamma j} = 0.75 \pm 0.11$ (стат. \oplus сист.).

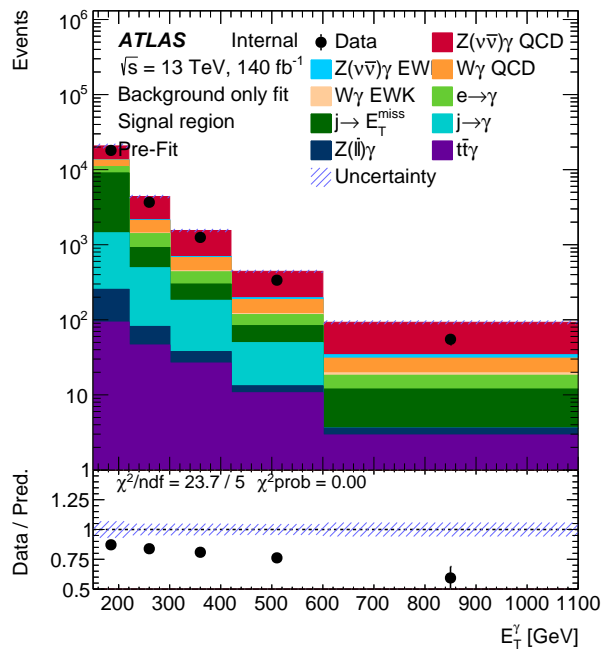
5.8 Фитирование данными Азимова

Согласно разделу 5.3, для получения ожидаемой погрешности для ПИ $\mu_{Z\gamma}$ и ожидаемой значимости, производится процедура фитирования на данных Азимова. Полученные значения для ПИ равны $\mu_{Z\gamma} = 1.00 \pm 0.07$ (стат. \oplus сист.), $\mu_{W\gamma} = 0.94 \pm 0.13$ (стат. \oplus сист.) и $\mu_{\gamma j} = 0.75 \pm 0.11$ (стат. \oplus сист.). Ожидаемая значимость составляет 69σ . Значения и погрешности



(a)

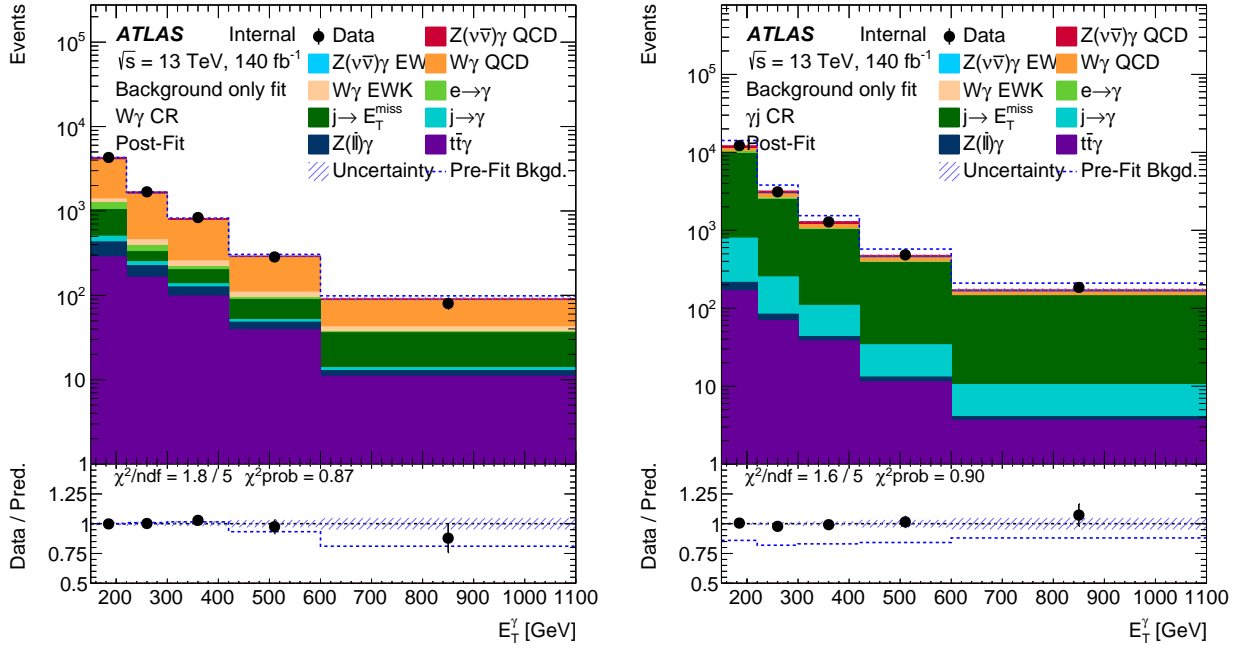
(б)



(в)

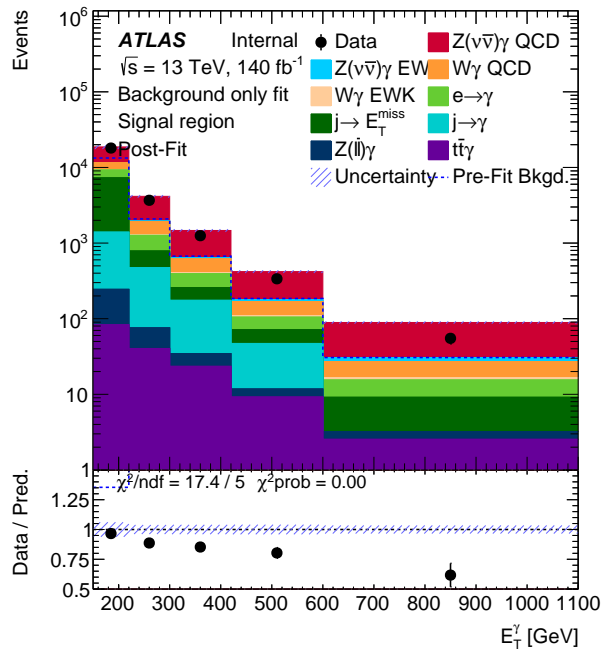
Рисунок 5.7.1 – Распределения по переменной E_T^γ до фитирования в КО $W\gamma$ (а), в КО γj (б) и в СО (в). Вертикальные погрешности данных соответствуют статистической погрешности. Штрихованная область соответствует сумме статистической погрешности МК и систематической погрешности

ПП соответствующих систематик, полученных в результате фита с использованием данных Азимова, представлены на рисунке 5.8.1.



(a)

(б)



(в)

Рисунок 5.7.2 – Распределения по переменной E_T^γ после фитирования в КО $W\gamma$ (а), в КО γj (б) и в СО (в). Вертикальные погрешности данных соответствуют статистической погрешности. Штрихованная область соответствует сумме статистической погрешности МК и систематической погрешности

5.9 Фитирование наблюдаемых данных

Для получения нормировочных коэффициентов для фоновых процессов $W(l\nu)\gamma$, $tt\gamma$ и $\gamma + j$ и для получения силы сигнала производится

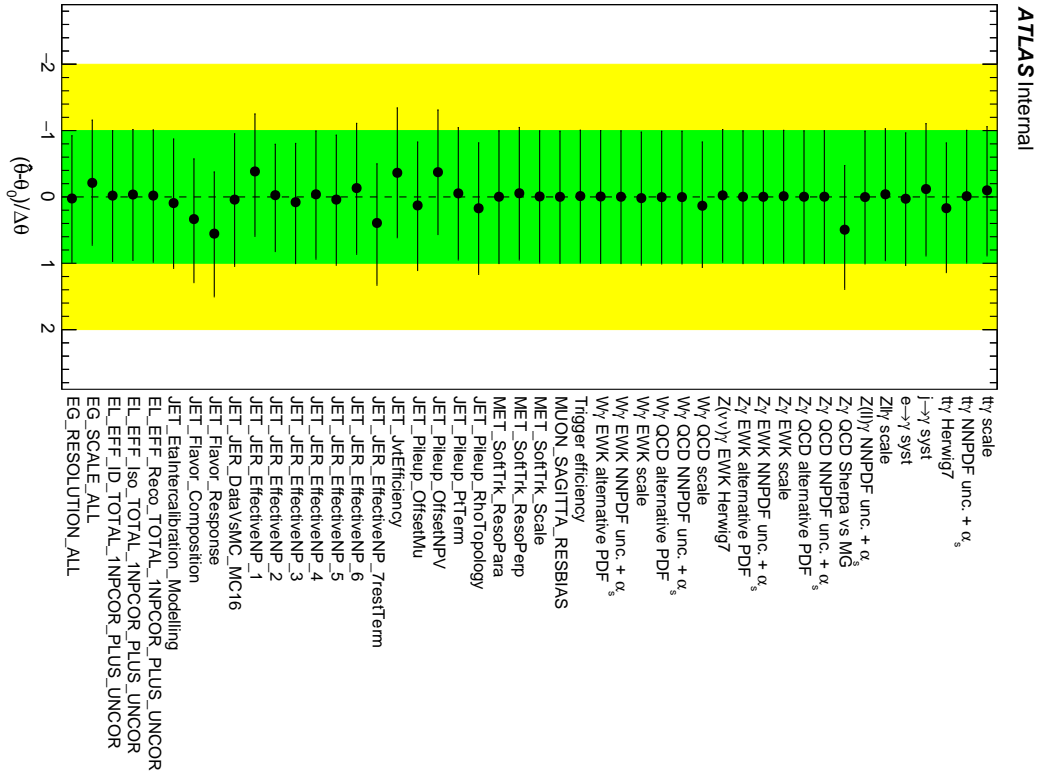


Рисунок 5.7.3 – Значения и погрешности ПП соответствующих систематик, полученных в результате фита только в КО

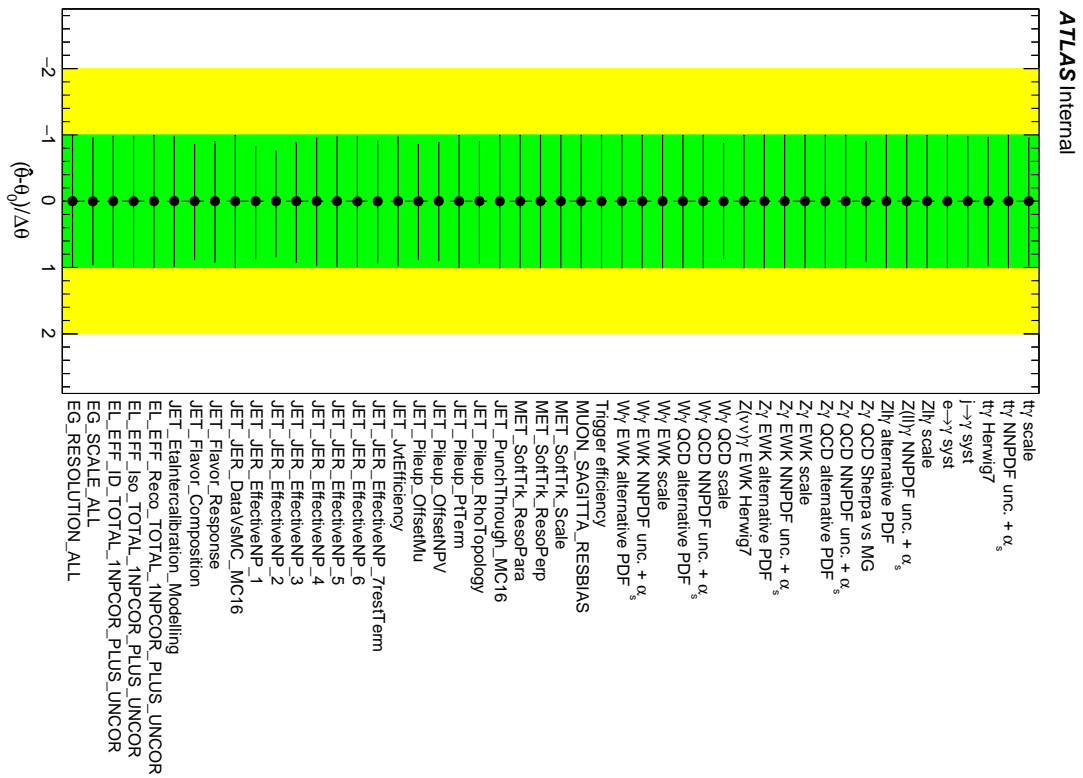


Рисунок 5.8.1 – Значения и погрешности ПП соответствующих систематик, полученных в результате фита с использованием данных Азимова

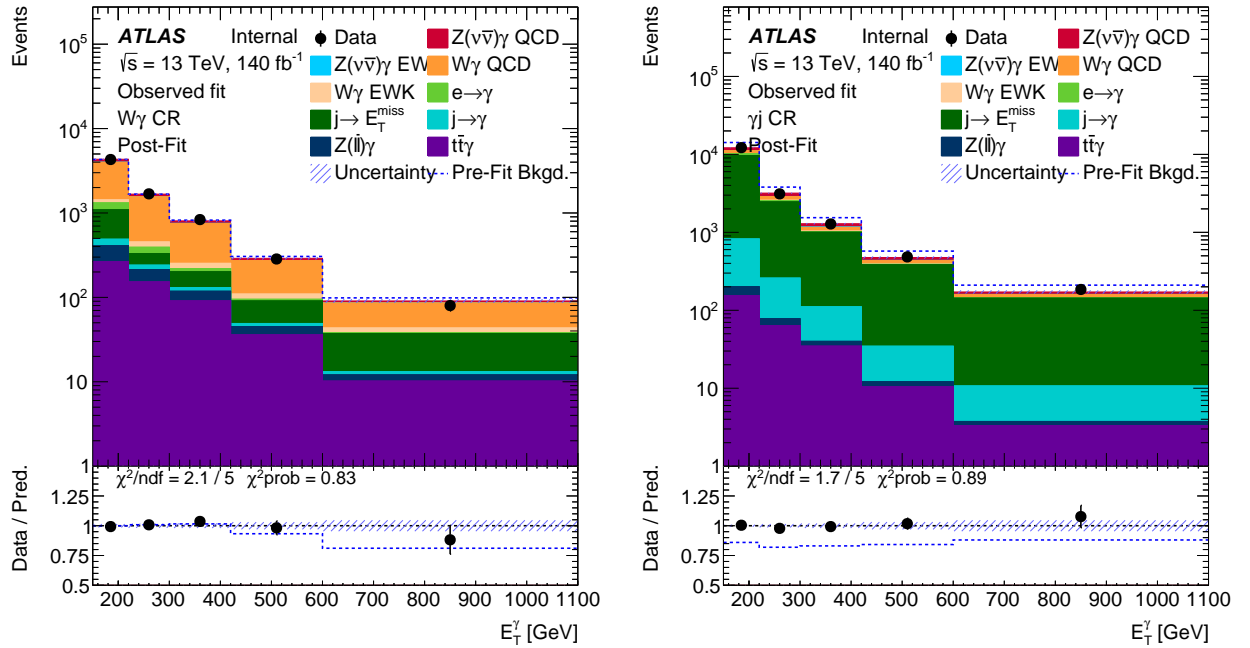
процедура фитирования во всех КО и СО с использованием наблюдаемых данных. Рисунок 5.9.1 иллюстрирует распределения по E_T^γ после фитирования в КО и СО с использованием наблюдаемых данных. В таблице 5.9.1 приведены значения количества событий для сигнала и фона в КО и СО после фита с использованием наблюдаемых данных.

Таблица 5.9.1 – Значения количества событий сигнала и фонов в КО $W\gamma$ и γj и СО после процедуры фитирования в КО и СО с использованием наблюдаемых данных. Погрешность соответствует сумме статистической и систематической погрешностей в квадратуре

	$W\gamma$ КО	γj КО	СО
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ QCD	540 ± 80	1500 ± 300	7800 ± 500
$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ EWK	12.2 ± 1.3	82 ± 9	118 ± 15
$W\gamma$ QCD	4400 ± 200	1300 ± 180	3100 ± 160
$W\gamma$ EWK	230 ± 30	87 ± 10	97 ± 11
$e \rightarrow \gamma$	311 ± 19	680 ± 40	2630 ± 160
$j \rightarrow E_T^{\text{miss}}$	830 ± 70	12400 ± 300	7400 ± 400
$j \rightarrow \gamma$	120 ± 20	900 ± 170	1900 ± 300
$Z(\ell\bar{\ell})\gamma$	240 ± 20	69 ± 14	213 ± 16
$t\bar{t}\gamma$	550 ± 140	270 ± 70	150 ± 40
Total	7190 ± 90	17300 ± 140	23360 ± 160
Data	7186	17277	23375

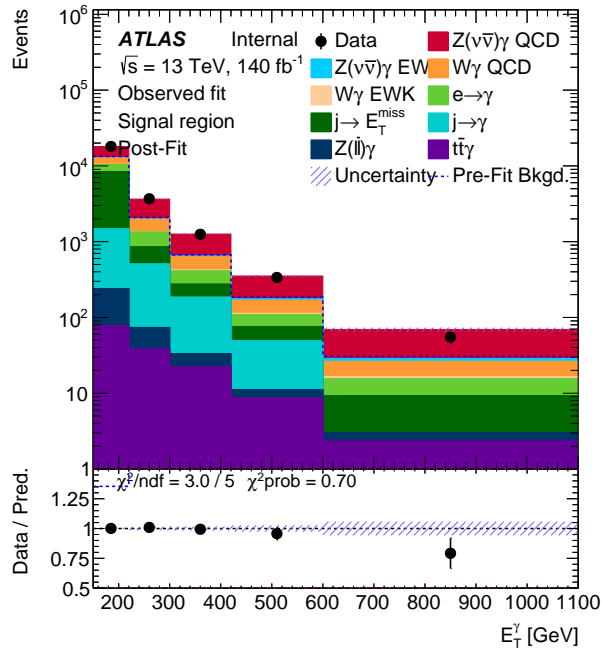
Полученные значения для ПИ равны $\mu_{Z\gamma} = 0.72 \pm 0.06$ (стат. \oplus сист.), $\mu_{W\gamma} = 0.88 \pm 0.12$ (стат. \oplus сист.) и $\mu_{\gamma j} = 0.82 \pm 0.10$ (стат. \oplus сист.). Полученная значимость составляет 52σ .

Значения и погрешности ПП соответствующих систематик, полученных в результате фита с использованием наблюдаемых данных, представлены на рисунке 5.9.2. На рисунке 5.9.3 представлены оценки вклада систематических погрешностей в общую систематическую погрешность ПИ, полученные в результате фита с использованием наблюдаемых данных.



(a)

(б)



(в)

Рисунок 5.9.1 – Распределения по переменной E_T^γ после фитирования в КО $W\gamma$ (а), в КО γj (б) и в СО (в) с использованием наблюдаемых данных. Вертикальные погрешности данных соответствуют статистической погрешности. Штрихованная область соответствует сумме статистической погрешности МК и систематической погрешности

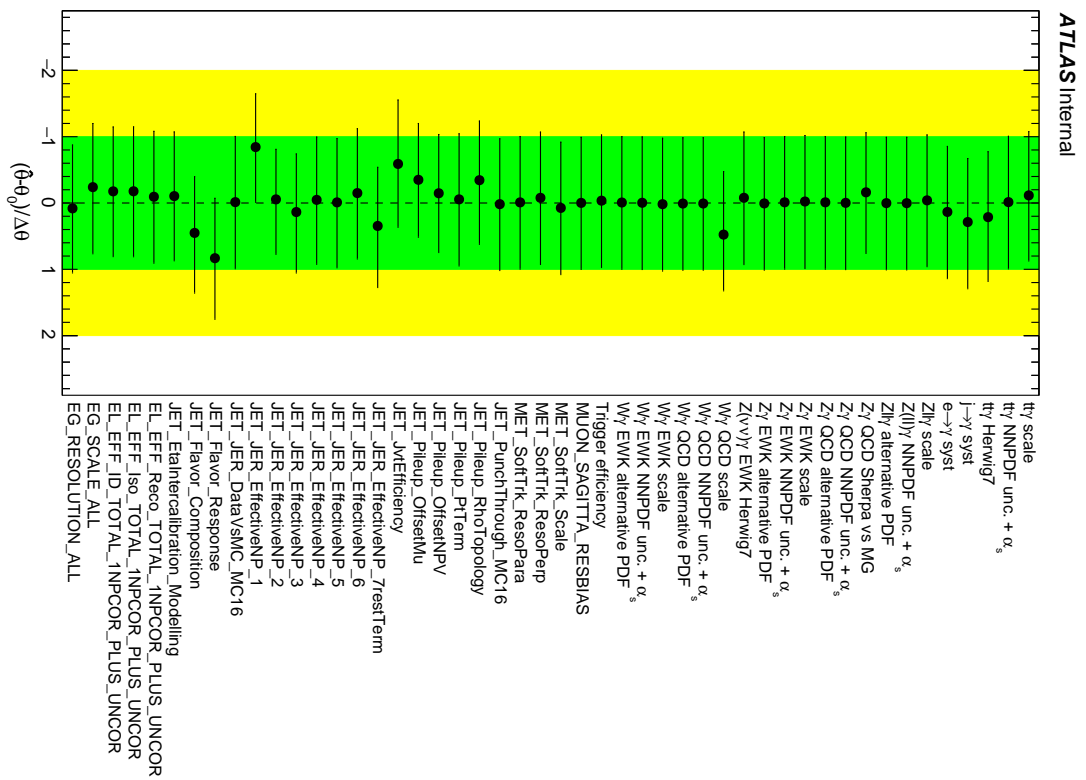


Рисунок 5.9.2 – Значения и погрешности ПП соответствующих систематик, полученных в результате фита с использованием наблюдаемых данных

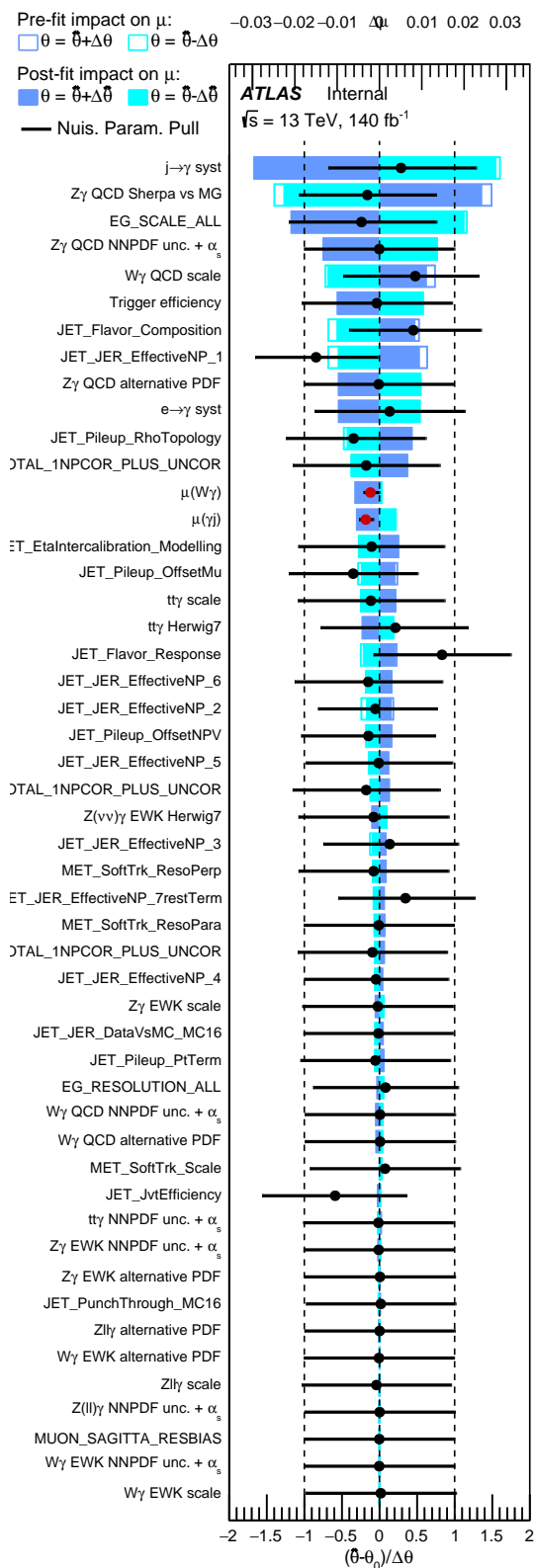


Рисунок 5.9.3 – Оценки вклада систематических погрешностей в общую систематическую погрешность ПИ, полученные в результате фита с использованием наблюдаемых данных

6 Получение интегрального и дифференциальных сечений для процесса $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$

В данной главе приводится описание получения дифференциальных сечений как функций различных переменных. В разделе 6.1 вводятся определения доверительной и расширенной доверительной областей фазового пространства, необходимых для получения дифференциальных сечений. Раздел 6.2 описывает процедуру «развертывания». В разделе 6.3 приводятся полученные дифференциальные сечения после применения процедуры «развертывания», а в разделе 6.4 представлены проверки результатов измерений.

6.1 Определение доверительной и расширенной доверительной областей фазового пространства

Получение дифференциальных сечений как функций различных переменных для исследуемого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ является главной целью работы. На основе данных и оцененных фонов можно получить наблюдаемое количество сигнальных событий. В таблице 5.9.1 представлены оцененные значения количества сигнальных и фоновых событий, а также событий в данных в сигнальной области.

Однако из-за конечного разрешения детектора, регистрируемые события «размываются». Поэтому для вычисления дифференциальных сечений необходимо провести экстраполяцию измерения, полученного в ограни-

ченной области фазового пространства, к полному фазовому пространству с учетом эффектов детектора. Также область является ограниченной из-за ряда накладываемых отборов событий.

Из-за неполного покрытия фазового пространства детектором ATLAS вводятся определения доверительной области фазового пространства, определение которой представлено в таблице 6.1.1, и расширенной доверительной области фазового пространства, определение которой представлено в таблице 6.1.2. В обеих областях фотоны являются изолированными и «жесткими». На уровне генератора потерянный поперечный импульс равен поперечному импульсу Z -бозона, который распадается на пару нейтрино. Экстраполяция в расширенную доверительную область корректирует сигнал, который был потерян в переходной области ЭМ калориметра ($1.37 < |\eta| < 1.52$) для фотонов. Экстраполяция также учитывает потери сигнала из-за применения отборов по переменным $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$, $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$, E_T^{miss} и значимости E_T^{miss} .

Таким образом, отборы, образующие расширенную доверительную область, могут быть применены для любого МК генератора для дальнейшего сравнения наблюдений и предсказаний.

Таблица 6.1.1 – Определение доверительной области фазового пространства. $p_T^{\nu\bar{\nu}}$ есть поперечный импульс Z -бозона, который распадается на пару нейтрино. N_l есть количество реконструированных лептонов в одном событии

Категория	Отбор
Фотоны	$E_T^\gamma > 150$ ГэВ $ \eta < 2.37$ кроме $1.37 < \eta < 1.52$
Струи	$ \eta < 4.5$ $p_T > 50$ ГэВ $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
Лептоны	$N_l = 0$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130$ ГэВ
События	$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.6$ $ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.3$ Значимость $p_T^{\nu\bar{\nu}} > 11$

Таким образом, эффективность отбора конечного состояния $\varepsilon_{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$

Таблица 6.1.2 – Определение расширенной доверительной области фазового пространства. $p_T^{\nu\bar{\nu}}$ есть поперечный импульс Z -бозона, который распадается на пару нейтрино

Категория	Отбор
Фотоны	$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$ $ \eta < 2.37$
Струи	$ \eta < 4.5$ $p_T > 50 \text{ ГэВ}$ $\Delta R(\text{jet}, \gamma) > 0.3$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130 \text{ ГэВ}$

можно задать формулой:

$$\varepsilon_{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = A_{Z\gamma} \cdot C_{Z\gamma}. \quad (6.1)$$

$A_{Z\gamma}$ есть фактор покрытия пространства детектором, который можно определить следующей формулой:

$$A_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}}{N_{\text{gen}}^{\text{MC ex. fid.}}}. \quad (6.2)$$

В приведенной выше формуле $N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}$ есть число МК событий $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в ограниченной области фазового пространства (в доверительной области) на уровне генератора. $N_{\text{gen}}^{\text{MC ex. fid.}}$ есть число МК событий $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в полном фазовом пространстве (в расширенной доверительной области) на том же уровне.

Коррекционный фактор $C_{Z\gamma}$ учитывает потери сигнальных событий из-за наложенных отборов и задается формулой:

$$C_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC fid.}}}{N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}}, \quad (6.3)$$

где $N_{\text{rec}}^{\text{MC fid.}}$ есть число сигнальных МК событий, прошедших все отборы на уровне реконструкции.

Точность фактора покрытия пространства детектором $A_{Z\gamma}$ сильно зависит от Монте-Карло моделирования. Таким образом, необходимо оценить

теоретические погрешности, связанные с вариацией структурных функций и константы сильного взаимодействия PDF+ α_s . Согласно формулам из раздела 5.6, получено значение систематической погрешности на PDF+ α_s , а также значения систематических погрешностей при использовании альтернативных наборов ММНТ2014 и СТ14. Полученные значения представлены в таблице 6.1.3. Таким образом, итоговая систематическая погрешность фактора покрытия пространства детектором $A_{Z\gamma}$ составляет 2.29%

Таблица 6.1.3 – Значения систематических погрешностей фактора покрытия пространства детектором $A_{Z\gamma}$

Источник	Значение
PDF+ α_s	1.86%
ММНТ2014	1.33%
СТ14	<0.1%

Согласно определению коррекционного фактора $C_{Z\gamma}$, источником систематической погрешности являются экспериментальные погрешности, описанные в разделе 5.5. Также учитываются погрешности, связанные с МК моделированием. В таблице 6.1.4 представлены значения экспериментальных систематических погрешностей для каждого источника, полученные в результате построения статистической модели. Итоговое значение систематической погрешности коррекционного фактора $C_{Z\gamma}$ составляет 7.7%.

Таблица 6.1.4 – Значения систематических погрешностей коррекционного фактора $C_{Z\gamma}$

Источник	Значение
Оценка фонов из данных	4.02%
Эффективность триггера	1.38%
Светимость	<0.1%
Струи	5.13%
Электроны и фотоны	0.96%
Мюоны	<0.1%
Тау-лептоны	<0.1%
Энергия фотона	2.84%
E_T^{miss}	0.27%
Моделирование	2.42%

На основе формул (6.1) и (6.2), с использованием МК наборов $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ на генераторном и детекторном уровнях, получены значения для коррекционных факторов $C_{Z\gamma}$ и $A_{Z\gamma}$, которые представлены в таблице 6.1.5. На основе полученных значений для коррекционных факторов, получено значение интегрального сечения для процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, которое составило $\sigma = 93 \pm 8$ (стат. \oplus сист.) фбн. Значение теоретического сечения составляет $\sigma_{\text{theor.}} = 101 \pm 2$ (стат. \oplus сист.) фбн.

Таблица 6.1.5 – Значения коррекционных факторов $C_{Z\gamma}$ и $A_{Z\gamma}$. Первое значение погрешности есть статистическая погрешность, второе значение есть систематическая погрешность

Коррекционный фактор	Значение
$A_{Z\gamma}$	$0.9157 \pm 0.0008 \pm 0.0210$
$C_{Z\gamma}$	$0.7497 \pm 0.0007 \pm 0.0577$

6.2 Процедура «развертывания»

Измеряемая величина обычно является искаженной из-за различных эффектов детектора, таких как конечность покрытия фазового пространства, несовершенная эффективность и конечность разрешения. Цель процедуры «развертывания» заключается в экстраполяции наблюдаемых измерений в истинные.

Предположим, что измеряется величина x , которая распределена в соответствии с функцией плотности вероятности $f(x)$. Однако из-за эффектов искажения детектора и статистических флуктуаций точно измерить величину x не удастся. При попытке измерения x в результате получается измерить величину y , которая распределена в соответствии с функцией плотности вероятности $g(y)$. Связь между $f(x)$ и $g(y)$ можно выразить через «свертку» истинного распределения $f(x)$ с ядром $R(y, x)$ следующим образом:

$$\int R(y, x)f(x)dx = g(y), \quad (6.4)$$

где ядро $R(y, x)$ называется функцией отклика, которая описывает эффекты искажения истинной величины детектором. Интегральное уравнение

(6.4) можно записать в матричной форме:

$$\hat{R}\mathbf{x} = \mathbf{y}. \quad (6.5)$$

Вектор \mathbf{y} длины n представляет собой распределение данных измеренной величины y . Распределение $f(x)$ может быть представлено как вектор \mathbf{x} длины m . Матрица преобразования \hat{R} , связывающая величины x и y , представляет собой матрицу отклика размерностью $m \times n$. Элементы матрицы отклика r_{ij} являются вероятностями того, что с учетом фактора покрытия фазового пространства детектором и коррекционного фактора эффективности отборов, истинное значение x_j будет измерено как y_i . Уравнение (6.5) описывает процедуру «свертывания». Обратная операция называется процедурой «развертывания».

Матрица отклика определяется как:

$$R_{ij} = \frac{1}{\alpha_i} \varepsilon_j M_{ij}, \quad (6.6)$$

где i обозначает бин на уровне реконструкции, j обозначает бин на уровне генератора. Матрица миграции, которая количественно оценивает миграцию событий между бинами при реконструкции из-за эффектов разрешения, определяется как:

$$M_{ij} = \frac{N_{ij}^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}{N_j^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}. \quad (6.7)$$

$N_i^{\text{det.}}$ ($N_j^{\text{fid.}}$) есть ожидаемое число событий в i -ом (j -ом) бине на уровне реконструкции (на уровне генератора) в доверительной области. Индекс $\text{det.} \cap \text{fid.}$ обозначает события, прошедшие отбор на уровне генератора и на уровне детектора.

Далее матрица миграции корректируется с помощью коэффициентов покрытия (acceptance) α_i для каждого бина, которые определяются как доля числа событий, удовлетворяющих отборам на уровне реконструкции, но исходят из конфигураций вне отборов на уровне генератора:

$$\alpha_i = \frac{N_i^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}{N_i^{\text{det.}}}. \quad (6.8)$$

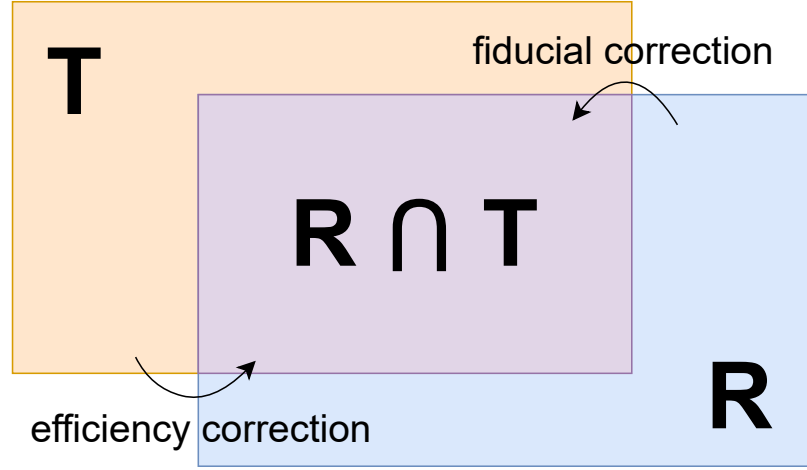


Рисунок 6.2.1 – Схематическая иллюстрация применения коррекционного фактора и фактора покрытия пространства детектором

В конце применяются коррекционные коэффициенты (efficiency) ε_j в каждом бине, чтобы учесть долю событий из доверительной области на уровне генератора, не восстановленных в детекторе:

$$\varepsilon_j = \frac{N_j^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}{N_j^{\text{fid.}}} \quad (6.9)$$

Схематическая иллюстрация применения коррекционного фактора и фактора покрытия детектором представлена на рисунке 6.2.1.

Процедура «развертывания» осуществлена согласно методу максимального правдоподобия (profile-likelihood unfolding, PLU) и выполнена с помощью пакета TRexFitter [64; 65]. Функция правдоподобия \mathcal{L} задается следующим образом:

$$\mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda) = \prod_i P \left(N_i | \mathcal{L}_{\text{int}} \sum_j \mathcal{R}_{ij}(\vec{\theta}) \sigma_j(\vec{\theta}) + \mathcal{B}_i(\vec{\theta}, \lambda) \right) \times \prod_k G(\theta_k), \quad (6.10)$$

где i (j) обозначает бин на уровне реконструкции (генератора), k есть индекс систематической погрешности. N_i есть число сигнальных событий в i -ом бине на уровне реконструкции, \mathcal{L}_{int} есть интегральная светимость, \mathcal{R}_{ij} есть матрица отклика. σ_j задает «развернутое» дифференциальное сечение на уровне генератора в j -ом бине, \mathcal{B}_i есть число фоновых событий в i -ом бине на уровне реконструкции, которое зависит от отношения λ изме-

ренного фона к предсказанному. В методе максимального правдоподобия варьируется сила сигнала μ_j , где $\sigma_j = \mu_j \sigma_j^{\text{MC}}$ и $N_j = \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma_j$.

Процедура «развертывания» методом свертки заключается в следующих шагах:

- Домножение матрицы отклика \hat{R} на распределение на уровне генератора:

$$F_{ij} = R_{ij} \cdot T_j = \begin{pmatrix} \vec{r}_1 \\ \vec{r}_1 \\ \vdots \\ \vec{r}_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} t_1 \\ t_1 \\ \vdots \\ t_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{f}_1 \\ \vec{f}_1 \\ \vdots \\ \vec{f}_n \end{pmatrix},$$

где индексы $i(j)$ обозначают бины на уровне реконструкции (генератора) и индексы $m(n)$ обозначают число бинов в распределении на уровне реконструкции (генератора). Таким образом, можно получить n распределений \vec{f}_j для каждого бина на уровне реконструкции.

- Домножение каждой гистограммы \vec{f}_j на нормировочные коэффициенты $\mu_j = (\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n)$:

$$G_{ij} = F_{ij} \cdot \mu_j = \begin{pmatrix} \vec{f}_1 \\ \vec{f}_1 \\ \vdots \\ \vec{f}_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_1 \\ \vdots \\ \mu_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{g}_1 \\ \vec{g}_1 \\ \vdots \\ \vec{g}_n \end{pmatrix}.$$

Далее все векторы \vec{g}_j складываются. В результате можно получить одно распределение с количеством бинов m .

- Фитирование «свернутого» распределения с помощью нормировочных коэффициентов μ_j . В результате можно получить скорректированные нормировочные коэффициенты $\mu'_j = (\mu'_1, \mu'_2, \dots, \mu'_n)$.
- Домножение распределения на уровне генератора на скорректированные нормировочные коэффициенты $\mu'_j = (\mu'_1, \mu'_2, \dots, \mu'_n)$.

6.2.1 Регуляризация Тихонова

Для увеличения стабильности оценки и уменьшения погрешностей применяется регуляризация Тихонова. В методе PLU регуляризация Тихонова осуществляется путем добавления слагаемого в функцию правдоподобия, которое ограничивает вторую производную распределения на уровне генератора таким образом, чтобы она была близка к нулю:

$$\mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda) = \mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda)_{\text{noreg.}} \times \left(-\frac{\tau^2}{2} \sum_{i=2}^{i+2 < N_{\text{bins}}} ((\mu_i - \mu_{i-1}) - (\mu_{i+1} - \mu_i))^2 \right), \quad (6.11)$$

где $\mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda)_{\text{noreg.}}$ есть функция правдоподобия без регуляризации. Параметр регуляризации τ есть фиксированный параметр для каждой переменной. Параметр τ определяется как максимальное значение, при котором распределение сигнальных событий на уровне реконструкции и на уровне генератора совпадают в пределах погрешностей. В этом случае значение $\chi^2/NDoF$ близко к 1 в сигнальной области.

6.3 Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области

Измерения дифференциальных сечений процесса как функций различных переменных позволяют проводить сравнения экспериментальных результатов и теоретических предсказаний. Такие измерения проведены для поперечной энергии фотона E_T^γ , потерянной поперечной энергии E_T^{miss} , количества струй N_{jets} , псевдобыстроты η_γ , поперечного импульса лидирующей струи $p_T^{j_1}$ и второй по величине поперечного импульса струи (вторая струя) $p_T^{j_2}$.

Измерения дифференциальных сечений проведены в расширенной доверительной области с использованием сигнальных событий, которые прошли процедуру «развертывания». В таблице 6.3.1 содержится информация о биннинге, который был использован для получения дифференциальных сечений как функций различных переменных.

Дифференциальное сечение процесса $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ в расширенной

Таблица 6.3.1 – Используемый биннинг в процедуре получения дифференциальных сечений как функций различных переменных

Переменная	Биннинг
p_T^{γ}	[150, 200], [200, 250], [250, 350], [350, 450], [450, 600], [600, 1100]
E_T^{miss}	[130, 200], [200, 250], [250, 350], [350, 450], [450, 600], [600, 1100]
N_{jets}	[-0.5, 0.5], [0.5, 1.5], [1.5, 2.5], [2.5, 7.5]
η_{γ}	[-2.5, 2.5], 10 бинов
p_T^{j1}	[50, 100, 150, 250, 350, 450, 600, 1100]
p_T^{j2}	[50, 100, 150, 250, 350, 450, 600, 1100]

доверительной области может быть вычислено по следующей формуле:

$$\frac{\Delta\sigma_j}{\Delta x_j} = \frac{N_j^{\text{unfold}}}{(\int \mathcal{L} dt) \cdot \Delta x_j}, \quad (6.12)$$

где Δx_j есть ширина j -ого бина по переменной измерения x , N_j^{unfold} – количество сигнальных событий в j -ом бине, прошедших процедуру «развертывания».

Дифференциальные сечения процесса $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ как функции переменных из таблицы 6.3.1 представлены на рисунках 6.3.1 и 6.3.2. «Развернутые» распределения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ сравниваются с предсказаниями СМ генератора Sherpa и с теоретическими предсказаниями NNLO КХД СМ генератора MCFM.

В силу хорошего согласия в высокоэнергетической области можно констатировать, что отличные от нуля аномальные вершины не найдены, следовательно, на основании исследования возможно будет получить пределы на эти вершины [68].

6.4 Проверка результатов измерения дифференциальных сечений

6.4.1 Валидационный тест А

Так как для получения матрицы отклика используются реконструированные сигнальные события и события на уровне генератора, то при применении процедуры «развертывания» к реконструированным сигнальным событиям, следует ожидать совпадения «развернутого» распределения с

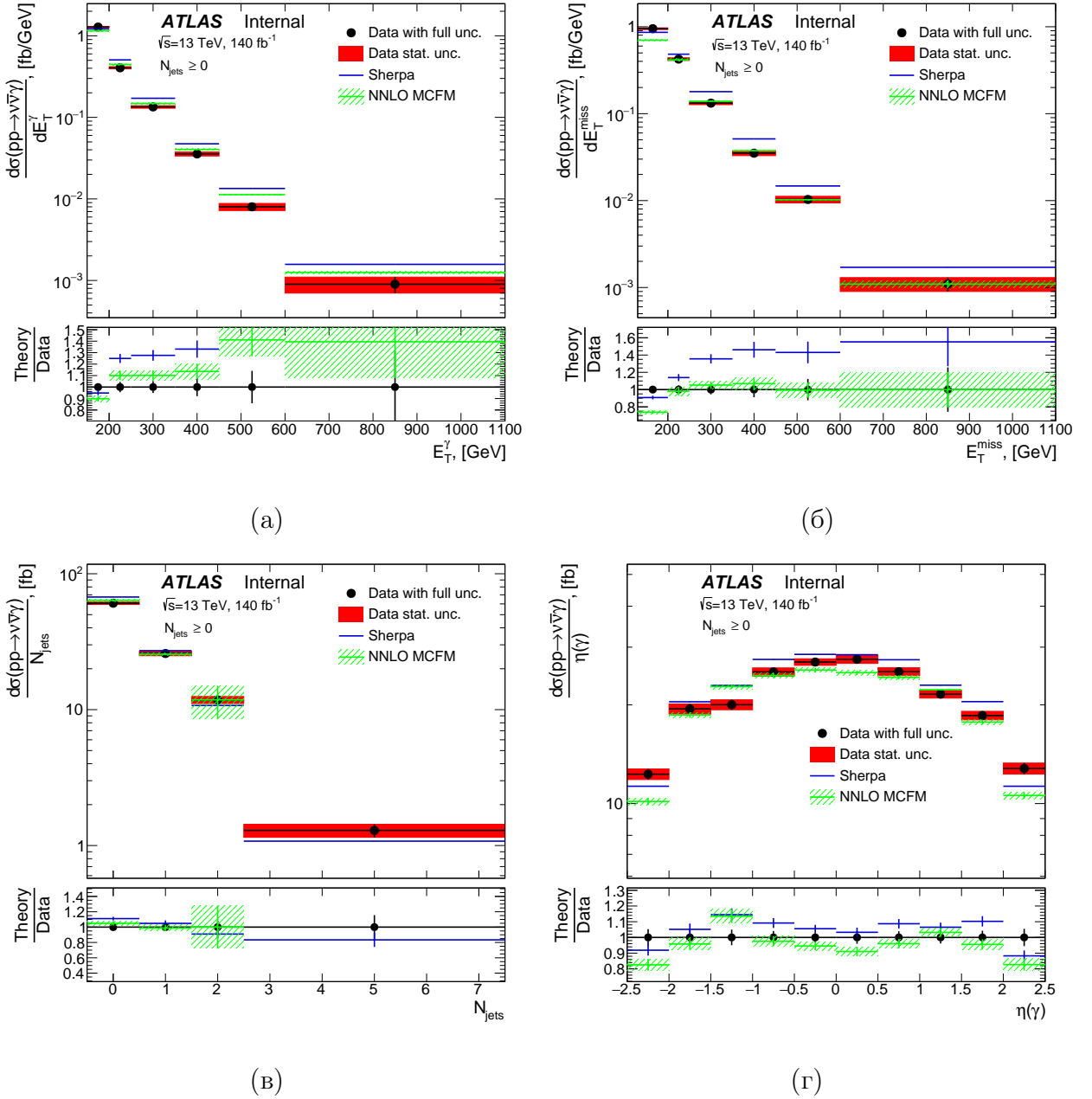


Рисунок 6.3.1 – Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области для процесса $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ для переменных поперечной энергии фотона E_T^γ (а), потерянной поперечной энергии E_T^{miss} (б), количества струй N_{jets} (в) и псевдобыстроты фотона η_γ (г). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность. Заполненная красная область соответствует статистической погрешности в данных. Предсказания генератора Sherpa показаны с помощью синей линии. Заполненная зеленая область соответствует предсказанию уровня точности NNLO КХД из MCFM

распределением сигнальных события на уровне генератора по соответствующим переменным (т.н. тест А). На рисунках 6.4.1 и 6.4.2 представлены результаты проверки, которые совпадают с ожидаемыми.

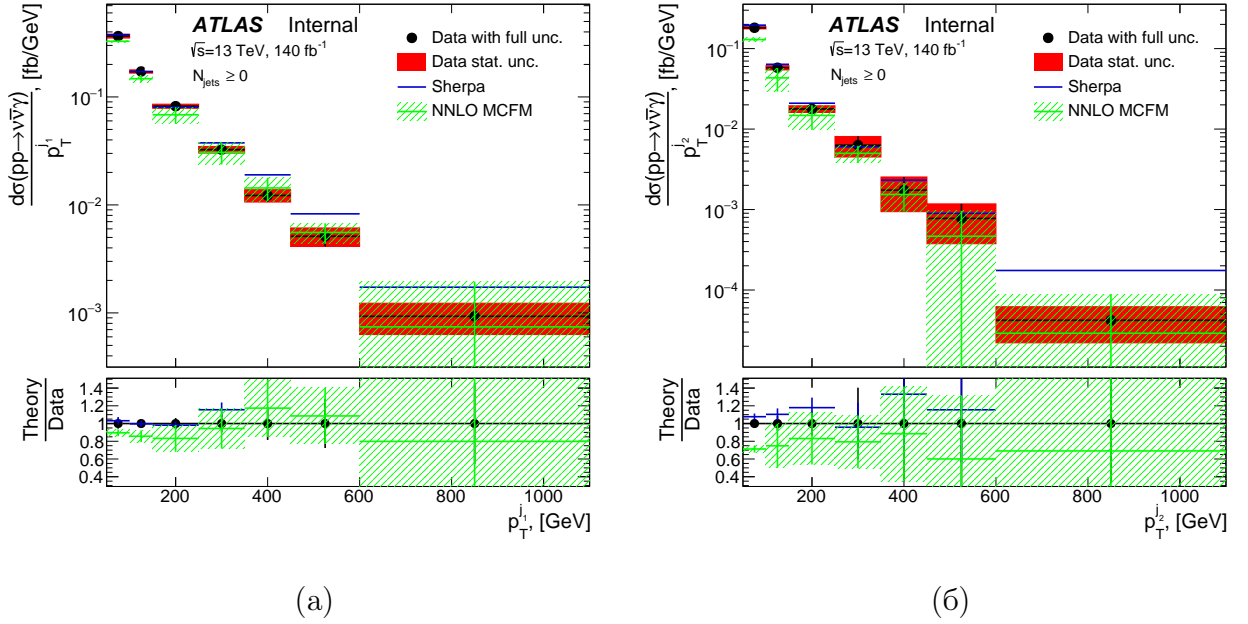


Рисунок 6.3.2 – Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области для процесса $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ для переменных поперечного импульса лидирующей струи p_T^{j1} (а) и поперечного импульса второй по величине поперечного импульса струи p_T^{j2} (б). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность. Заполненная красная область соответствует статистической погрешности в данных. Предсказания генератора Sherpa показаны с помощью синей линии. Заполненная зеленая область соответствует предсказанию уровня точности NNLO КХД из MCFM

6.4.2 Валидационный тест В

Для проверки корректности процедуры «развертывания» также применяется тест В. Основная идея теста В заключается в перевзвешивании МК распределения на уровне реконструкции таким образом, чтобы оно соответствовало распределению в данных. Затем для перевзвешенного распределения производится процедура «развертывания» с использованием матрицы отклика, которая применяется для получения дифференциальных сечений. Далее «развернутое» распределение сравнивается с перевзвешенным распределением на уровне генератора. Более детальное описание процедуры проведения теста В:

1. Сравнение распределений в данных и МК на уровне реконструкции. Получение нормировочных коэффициентов для каждого бина = (данные)/(МК).

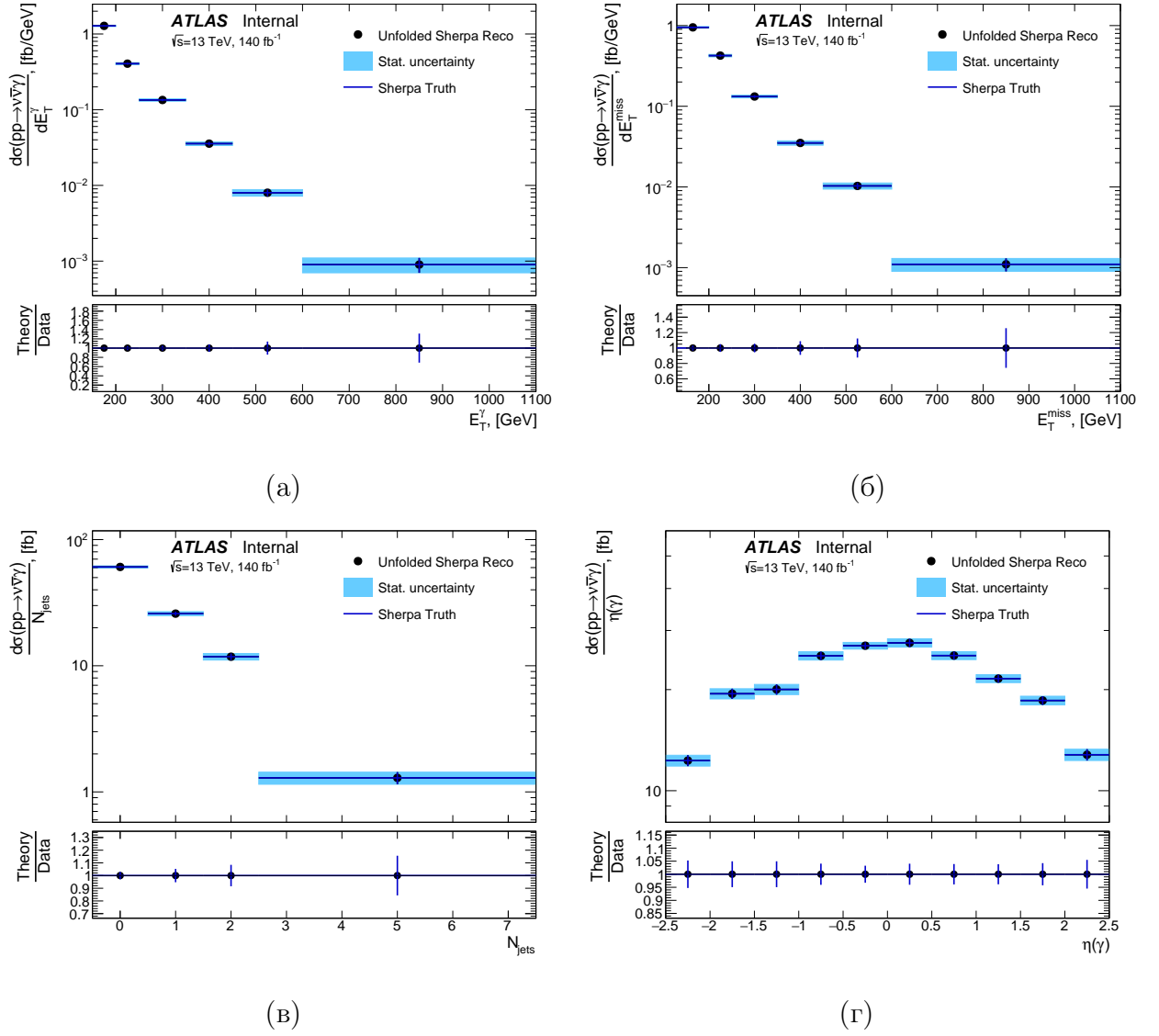
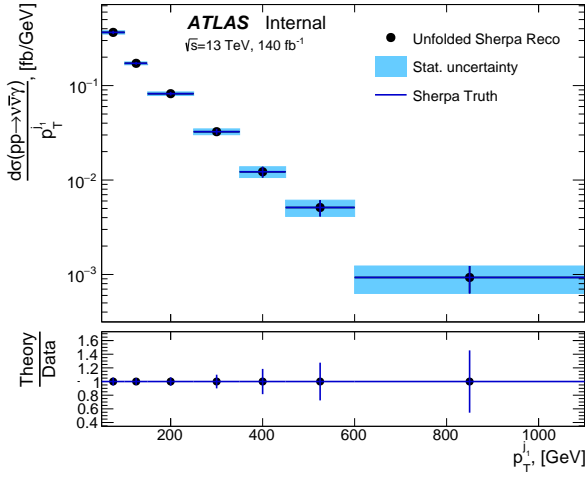
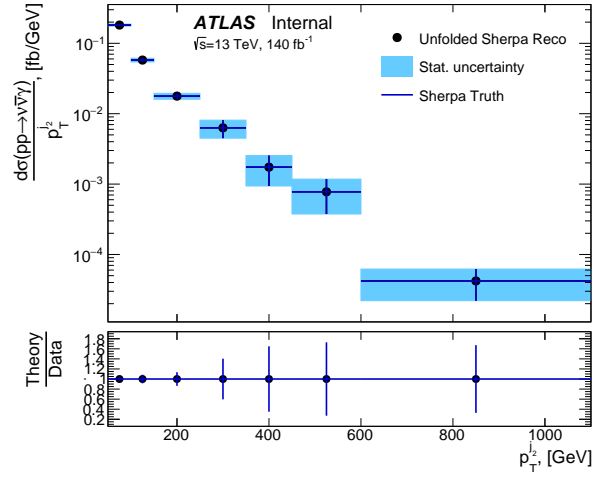


Рисунок 6.4.1 – Результаты теста А для переменных поперечной энергии фотона E_T^γ (а), потерянной поперечной энергии E_T^{miss} (б), количества струй N_{jets} (в) и псевдобыстроты фотона η_γ (г). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность

2. Применение нормировочных коэффициентов к МК распределениям на уровнях реконструкции и генератора, получение перевзвешенных распределений.
3. Произведение процедуры «развертывания» перевзвешенного распределения на уровне реконструкции с использованием матрицы отклика, которая применяется для получения дифференциальных сечений.
4. Сравнение «развернутого» перевзвешенного распределения на уровне реконструкции с перевзвешенным распределением на уровне генера-



(a)

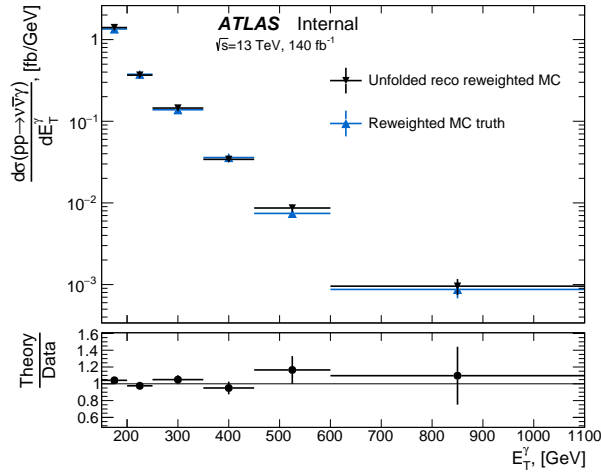


(б)

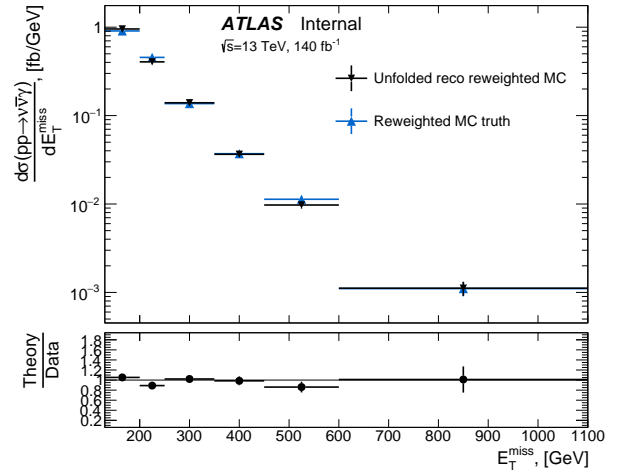
Рисунок 6.4.2 – Результаты теста А для переменных поперечного импульса лидирующей струи p_T^{j1} (а) и поперечного импульса второй по величине поперечного импульса струи p_T^{j2} (б). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность

тора.

На рисунках 6.4.3 и 6.4.4 представлены результаты теста В. Наблюдается хорошее согласие двух распределений.



(a)



(б)

Рисунок 6.4.3 – Результаты теста В для переменных поперечной энергии фотона E_T^γ (а) и потерянной поперечной энергии E_T^{miss} (б). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность

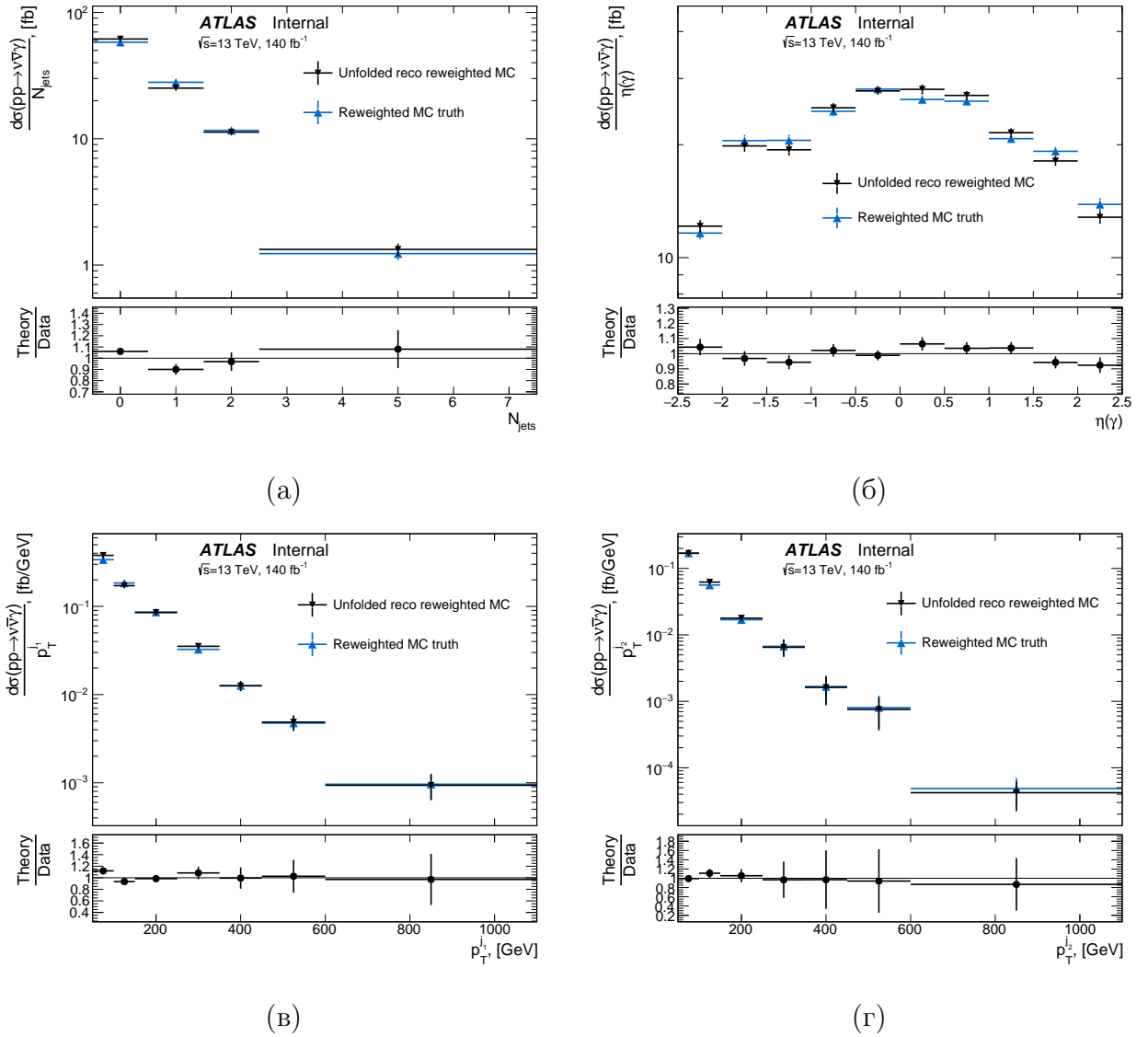


Рисунок 6.4.4 – Результаты теста В для переменных количества струй N_{jets} (а) и псевдобыстроты фотона η_γ (б), поперечного импульса лидирующей струи $p_T^{j_1}$ (в) и поперечного импульса второй по величине поперечного импульса струи $p_T^{j_2}$ (г). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность

Заключение

Цель работы заключалась в получении дифференциальных сечений как функций различных переменных для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. В соответствии с поставленными задачами в результате работы:

- получена оценка числа фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ на основе данных в сигнальной области, также оценены статистическая и систематическая погрешности;
- адаптирован метод оценки распределений фонового процесса $jet \rightarrow \gamma$, а именно метод интервалов, с помощью которого получена оценка распределений в сигнальной области для различных переменных;
- построена стабильная статистическая модель путем добавления экспериментальных и теоретических систематических погрешностей, а также погрешностей, связанных с моделированием;
- осуществлена трехэтапная процедура фитирования и получены нормировочные коэффициенты для фоновых процессов, значения которых составили $\mu_{W\gamma} = 0.88 \pm 0.12$ (стат. \oplus сист.) и $\mu_{\gamma j} = 0.82 \pm 0.10$ (стат. \oplus сист.), также оценена сила сигнала $Z\gamma$, значение которой составило $\mu_{Z\gamma} = 0.72 \pm 0.06$ (стат. \oplus сист.);
- на основе измеренного сигнала получено значение интегрального сечения, которое составило: $\sigma = 93 \pm 8$ (стат. \oplus сист.) фбн;
- произведена процедура «развертывания» измеренного сигнала;
- получены дифференциальные сечения как функции переменных поперечной энергии фотона E_T^γ , потерянной поперечной энергии E_T^{miss} ,

количества струй N_{jets} , псевдобыстроты фотона η_γ , поперечного импульса лидирующей струи $p_T^{j_1}$ и поперечного импульса второй по величине поперечного импульса струи $p_T^{j_2}$;

- проведена валидация полученных результатов измерений дифференциальных сечений.

Полученные результаты измерений дифференциальных сечений демонстрируют хорошее согласие с теоретическими предсказаниями. Таким образом можно утверждать, что аномальные тройные вершины не найдены, и исследование может далее использоваться для получения пределов на аномальные вершины.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Okun L. B.* Leptons and Quarks: Special Edition Commemorating the Discovery of the Higgs Boson. — Amsterdam, Netherlands : North-Holland, 1982.
2. *Datsi O.* $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ Measurement and Neutral aTGC Limits at 13 TeV with the ATLAS Detector // Bull. Lebedev Phys. Inst. — 2020. — Т. 47, № 10. — С. 303–307.
3. Review of Particle Physics / P. D. Group [и др.] // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2020. — Т. 2020, № 8. — ISSN 2050-3911. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf> ; — 083C01.
4. *Collaboration A.* // Physical Review D. — 2016. — Т. 93, № 11.
5. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\bar{\gamma}$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and limits on anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ trilinear gauge boson couplings / V. Khachatryan [и др.] // Physics Letters B. — 2016. — Т. 760.
6. Measurement of the production cross section for $Z\gamma$ to $\nu\nu\gamma$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ triple gauge boson couplings / A. Ocampo [и др.]. — 2013.
7. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\bar{\gamma}$ 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 [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2018. — Т. 2018.

8. *Collaboration A.* Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. — 2016. — Т. 93, вып. 11. — С. 112002.
9. *Collaboration A.* Measurements of $W\gamma$ and $Z\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector at the LHC [Phys. Rev. D 87, 112003 (2013)] // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 91, вып. 11. — С. 119901.
10. Study of the $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ process at LEP and limits on triple neutral-gauge-boson couplings / P. Achard [и др.] // Physics Letters B. — 2004. — Т. 597, № 2. — С. 119–130. — ISSN 0370-2693.
11. Study of triple-gauge-boson couplings ZZZ , $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ at LEP // Eur. Phys. J. C. — 2007. — Т. 51. — С. 525–542.
12. Search for trilinear neutral gauge boson couplings in $Z\gamma$ production at $\sqrt{s} = 189$ GeV at LEP // Eur. Phys. J. C. — 2000. — Т. 17. — С. 553–566.
13. Constraints on anomalous quartic gauge boson couplings from $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ and $q\bar{q}\gamma\gamma$ events at CERN LEP2 // Phys. Rev. D. — 2004. — Т. 70, вып. 3.
14. $Z\gamma$ production and limits on anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ couplings in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV / V. M. Abazov [и др.] // Phys. Rev. D. — 2012. — Т. 85, вып. 5. — С. 052001.
15. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ Production Cross Section and Limits on Anomalous $ZZ\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ Couplings in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV / V. M. Abazov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Т. 102, вып. 20. — С. 201802.
16. Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings in $Z\gamma$ Events from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV / T. Aaltonen [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Т. 107, вып. 5. — С. 051802.
17. *Peskin M. E., Schroeder D. V.* An Introduction to quantum field theory. — USA : Addison-Wesley, 1995.
18. *Glashow S. L.* Partial-symmetries of weak interactions // Nuclear Physics. — 1961. — Т. 22, № 4. — С. 579–588. — ISSN 0029-5582.
19. *Weinberg S.* A Model of Leptons // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Т. 19, № 21. — С. 1264–1266.

20. *Salam A., Ward J.* Electromagnetic and weak interactions // Physics Letters. — 1964. — Т. 13, № 2. — С. 168—171. — ISSN 0031-9163.
21. *Gross D. J.* Asymptotically Free Gauge Theories. I // Phys. Rev. D. — 1973. — Т. 8, № 10. — С. 3633—3652.
22. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. — 1964. — Т. 12. — С. 132—133.
23. *Collaboration A.* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Т. 716, № 1. — С. 1—29.
24. *Collaboration C.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Т. 716, № 1. — С. 30—61. — ISSN 0370-2693.
25. *Higgs P. W.* Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons // Phys. Rev. — 1966. — Т. 145, вып. 4. — С. 1156—1163.
26. *Englert F., Brout R.* Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Т. 13, вып. 9. — С. 321—323.
27. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89, вып. 1. — С. 011301.
28. Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillations / Y. Ashie [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Т. 93, вып. 10. — С. 101801.
29. *Buckley A., White C., White M.* Practical Collider Physics. — IOP Publishing, 2021. — (IOP ebooks). — ISBN 9780750324434.
30. LHC Machine // JINST / под ред. L. Evans, P. Bryant. — 2008. — Т. 3. — S08001.
31. *Collaboration A.* The performance of ATLAS detector. — Heidelberg : Springer, 2011. — Reprinted from The European Physical Journal C (articles published between summer 2010 and spring 2011).
32. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08003.

33. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08004.
34. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08002.
35. The LHCb Detector at the LHC / A. A. Alves Jr. [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08005.
36. Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam / M. Aharrouche [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2006. — Т. 568, № 2. — С. 601—623.
37. *Marshall Z., ATLAS Collaboration the.* Simulation of Pile-up in the ATLAS Experiment // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Т. 513, № 2. — С. 022024.
38. *Martínez A. R., ATLAS Collaboration on behalf of the.* The Run-2 ATLAS Trigger System // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Т. 762, № 1. — С. 012003.
39. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Т. 2009, № 02. — С. 007.
40. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Т. 2014, № 79.
41. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Т. 2007, № 11. — С. 070—070. — ISSN 1029-8479.
42. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data. — 2014.
43. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note / J. Bellm [и др.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Т. 76, № 4. — ISSN 1434-6052.
44. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. — 2019.

45. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector // The European Physical Journal C. — 2017. — Т. 77, № 466.
46. *Collaboration A.* Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data // The European Physical Journal C. — 2014. — Т. 74, № 11. — ISSN 1434-6052.
47. *Collaboration A.* Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV // The European Physical Journal C. — 2016. — Т. 76, № 5. — ISSN 1434-6052.
48. *Collaboration A.* Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton–proton collision data // The European Physical Journal C. — 2012. — Т. 72, № 3. — ISSN 1434-6052.
49. Identification of hadronic tau lepton decays using neural networks in the ATLAS experiment : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2019.
50. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector in the first proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2015.
51. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2018.
52. *Longarini I.* Beam-induced background identification with image vision techniques at ATLAS // Nuovo Cimento C. — 2021. — Т. 44, № 2/3. — С. 53.
53. Likelihood-Based Approach to the Estimation of the Background Induced by the Misidentification of a Jet as a Photon at pp Collider Experiment / К. Kazakova [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2023. — Т. 20, № 5. — С. 1194–1197.
54. Automating the ABCD method with machine learning / G. Kasieczka [и др.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Т. 103, вып. 3. — С. 035021.
55. *Kurova A., Soldatov E., Zubov D.* Estimation of Electron-to-Photon Misidentification Rate in $Z(\nu\nu)\gamma$ Measurements for Conditions of ATLAS Experiment during Run II // Phys. Part. Nucl. — 2023. — Т. 54, № 1. — С. 227–231.

56. *Kazakova K., Pyatiizbyantseva D., Soldatov E.* The Estimation of the Background Induced by the Misidentification of a Jet as a Photon by the Slice Method in pp Collider Experiment // *Phys. Atom. Nucl.* — 2023. — Т. 86, № 4. — С. 537—543.
57. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan [и др.] // *The European Physical Journal C.* — 2011. — Т. 71, № 2. — ISSN 1434-6052.
58. The new LUCID-2 detector for luminosity measurement and monitoring in ATLAS / G. Avoni [и др.] // *Journal of Instrumentation.* — 2018. — Т. 13, № 07. — P07017.
59. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2019.
60. PDF4LHC recommendations for LHC Run II / J. Butterworth [и др.] // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* — 2016. — Т. 43, № 2. — С. 023001. — ISSN 1361-6471.
61. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics / S. Dulat [и др.] // *Physical Review D.* — 2016. — Т. 93, № 3. — ISSN 2470-0029.
62. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs / L. A. Harland-Lang [и др.] // *The European Physical Journal C.* — 2015. — Т. 75, № 5. — ISSN 1434-6052.
63. *Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. F.* Factorization of Hard Processes in QCD // *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* — 1989. — Т. 5. — С. 1—91. — arXiv: hep-ph/0409313.
64. The RooStats Project / L. Moneta [и др.]. — 2010.
65. *Verkerke W., Kirkby D.* The RooFit toolkit for data modeling. — 2003.
66. HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats / K. Cranmer [и др.]. — 2012.
67. *Shadura O., Bockelman B., Vassilev V.* Evolution of ROOT package management // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2020. — Т. 1525, № 1. — С. 012050. — ISSN 1742-6596.

68. *Semushin A. E., Soldatov E. Y.* Technique for Setting Limits on the Coupling Constants of the Effective Theory from Electroweak $Z\gamma$ Production at the Conditions of Run-2 of the ATLAS Experiment // *Phys. Atom. Nucl.* — 2021. — T. 84, № 12. — C. 1976—1981.

Приложение А

МК наборы

Sample Name	Sample Number	Cross section [nb]
Signal $Z(\nu\nu)\gamma$		
Sherpa 2.2 $p_T^\gamma > 140$ GeV	364519	2.4455e-4
Sherpa 2.1 $p_T^\gamma > 140$ GeV	301910	1.7093e-4
MadGraph+Pythia8 $p_T^\gamma > 140$ GeV	345784	2.1694e-4
Signal $Z(\nu\nu)\gamma$ EWK		
MadGraph+Pythia8 $p_T^\gamma > 130$ GeV	361290	7.7543e-6
MadGraph+Herwig7 $p_T^\gamma > 130$ GeV	361291	7.7725e-6
$W\gamma$ EWK background		
MadGraph+Pythia8 $e\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 130$ GeV	361273	1.8303e-5
MadGraph+Pythia8 $\mu\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 130$ GeV	361274	1.8300e-5
MadGraph+Pythia8 $\tau\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 130$ GeV	361275	1.8189e-5
MadGraph+Herwig7 $e\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 130$ GeV	361270	1.8338e-5
MadGraph+Herwig7 $\mu\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 130$ GeV	361271	1.8335e-5
MadGraph+Herwig7 $\tau\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 130$ GeV	361272	1.8230e-5
$W\gamma$ QCD background		
$e\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 140$ GeV Sherpa 2.2	364525	2.9803e-4
$\mu\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 140$ GeV Sherpa 2.2	364530	2.9870e-4
$\tau\nu\gamma$ $p_T^\gamma > 140$ GeV Sherpa 2.2	364535	2.9827e-4
$e\nu\gamma$ MadGraph+Pythia8	504678	1.9396e-1
$\mu\nu\gamma$ MadGraph+Pythia8	504679	1.9388e-1
$\tau\nu\gamma$ MadGraph+Pythia8	504680	1.5174e-1
$W(\tau\nu)$ background (Sherpa 2.2.11)		
Leptonic τ decay (real $e + E_T^{\text{miss}}$ events)		
BFilter	700344	7.6800
CFilterBVeto	700345	7.6800
CVetoBVeto	700346	7.6800
Hadronic τ decay ($j \rightarrow \gamma$ background)		
BFilter	700347	1.4126e+1
CFilterBVeto	700348	1.4126e+1
CVetoBVeto	700349	1.4126e+1

$W(e\nu)$ QCD background (Sherpa 2.1)		
$p_T^W \in [0; 70]$ GeV CVetoBVeto	364170	1.9153e+1
$p_T^W \in [0; 70]$ GeV CFilterBVeto	364171	1.9144e+1
$p_T^W \in [0; 70]$ GeV BFilter	364172	1.9138e+1
$p_T^W \in [70; 140]$ GeV CVetoBVeto	364173	9.4498e-1
$p_T^W \in [70; 140]$ GeV CFilterBVeto	364174	9.4574e-1
$p_T^W \in [70; 140]$ GeV BFilter	364175	9.4577e-1
$p_T^W \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto	364176	3.3975e-1
$p_T^W \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto	364177	3.3980e-1
$p_T^W \in [140; 280]$ GeV BFilter	364178	3.3970e-1
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV CVetoBVeto	364179	7.2074e-2
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV CFilterBVeto	364180	7.2105e-2
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV BFilter	364181	7.2086e-2
$p_T^W \in [500; 1000]$ GeV	364182	1.5050e-2
$p_T^W > 1000$ GeV	364183	1.2344e-3
$W(e\nu)$ QCD background (Sherpa 2.2.7)		
$p_T^W \in [100; 140]$ GeV $m_{jj} < 500$ GeV	312496	1.5097e-1
$p_T^W \in [100; 140]$ GeV $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 1000$ GeV	312497	9.2798e-3
$p_T^W \in [100; 140]$ GeV $m_{jj} > 1000$ GeV	312498	2.5038e-3
$p_T^W \in [140; 220]$ GeV $m_{jj} < 500$ GeV	312499	6.0898e-2
$p_T^W \in [140; 220]$ GeV $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 1000$ GeV	312500	5.7081e-3
$p_T^W \in [140; 220]$ GeV $m_{jj} > 1000$ GeV	312501	1.8695e-3
$p_T^W \in [220; 280]$ GeV $m_{jj} < 500$ GeV	312502	8.2984e-3
$p_T^W \in [220; 280]$ GeV $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 1000$ GeV	312503	1.3330e-3
$p_T^W \in [220; 280]$ GeV $m_{jj} > 1000$ GeV	312504	4.7678e-4
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV $m_{jj} < 500$ GeV	312505	4.1972e-3
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 1000$ GeV	312506	9.7309e-4
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV $m_{jj} > 1000$ GeV	312507	4.0894e-4
$\gamma + j$ background (Sherpa 2.1)		
$p_T^\gamma \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto	361045	2.4733e-1
$p_T^\gamma \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto	361046	2.4730e-1
$p_T^\gamma \in [140; 280]$ GeV BFilter	361047	2.4928e-1
$p_T^\gamma \in [280; 500]$ GeV CVetoBVeto	361048	1.3636e-2
$p_T^\gamma \in [280; 500]$ GeV CFilterBVeto	361049	1.3636e-2
$p_T^\gamma \in [280; 500]$ GeV BFilter	361050	1.3871e-2
$p_T^\gamma \in [500; 1000]$ GeV CVetoBVeto	361051	9.2491e-4
$p_T^\gamma \in [500; 1000]$ GeV CFilterBVeto	361052	9.2369e-4
$p_T^\gamma \in [500; 1000]$ GeV BFilter	361053	9.4472e-4
$p_T^\gamma \in [1000; 2000]$ GeV CVetoBVeto	361054	1.8485e-5
$p_T^\gamma \in [1000; 2000]$ GeV CFilterBVeto	361055	1.8466e-5
$p_T^\gamma \in [1000; 2000]$ GeV BFilter	361056	1.8978e-5
$Z(\nu\nu)j$ background (Sherpa 2.1)		
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV BFilter $m_{jj} < 500$ GeV	366011	1.0910e-1
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV BFilter $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 1000$ GeV	366012	4.5514e-3
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV BFilter $m_{jj} > 1000$ GeV	366013	1.2029e-3
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV BFilter $m_{jj} < 500$ GeV	366014	5.1779e-2
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV BFilter $500 \text{ GeV} < m_{jj} < 1000$ GeV	366015	4.4678e-3
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV BFilter $m_{jj} > 1000$ GeV	366016	1.3760e-3

$p_T^Z \in [280; 500]$ GeV BFilter	366017	4.2467e-3
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV CFilterBVeto $m_{jj} < 500$ GeV	366020	1.0912e-1
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV CFilterBVeto 500 GeV < $m_{jj} < 1000$ GeV	366021	4.5539e-3
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV CFilterBVeto $m_{jj} > 1000$ GeV	366022	1.2024e-3
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto $m_{jj} < 500$ GeV	366023	5.1774e-2
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto 500 GeV < $m_{jj} < 1000$ GeV	366024	4.4680e-3
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto $m_{jj} > 1000$ GeV	366025	1.3755e-3
$p_T^Z \in [280; 500]$ GeV CFilterBVeto	366026	4.2483e-3
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV CVetoBVeto $m_{jj} < 500$ GeV	366029	1.0914e-1
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV CVetoBVeto 500 GeV < $m_{jj} < 1000$ GeV	366030	4.5575e-3
$p_T^Z \in [100; 140]$ GeV CVetoBVeto $m_{jj} > 1000$ GeV	366031	1.2022e-3
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto $m_{jj} < 500$ GeV	366032	5.1778e-2
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto 500 GeV < $m_{jj} < 1000$ GeV	366033	4.4714e-3
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto $m_{jj} > 1000$ GeV	366034	1.3755e-3
$p_T^Z \in [280; 500]$ GeV CVetoBVeto	366035	4.2499e-3
$p_T^Z \in [500; 1000]$ GeV	364222	3.0440e-4
$p_T^Z > 1000$ GeV	364223	5.8558e-6
<hr/> $Z(l)l\gamma$ background (Sherpa 2.2) <hr/>		
$ee\gamma p_T^Z > 140$ GeV	364504	6.3397e-5
$\mu\mu\gamma p_T^Z > 140$ GeV	364509	6.3172e-5
$\tau\tau\gamma p_T^Z > 140$ GeV	364514	6.3407e-5
<hr/> Multi-jet background (Sherpa 2.1) <hr/>		
$p_T^{\text{jet}} \in [20; 60]$ GeV	426131	2.0595e+7
$p_T^{\text{jet}} \in [60; 160]$ GeV	426132	1.0730e+5
$p_T^{\text{jet}} \in [160; 400]$ GeV	426133	1.3075e+4
$p_T^{\text{jet}} \in [400; 800]$ GeV	426134	9.6079e+1
$p_T^{\text{jet}} \in [800; 1300]$ GeV	426135	2.7250
$p_T^{\text{jet}} \in [1300; 1800]$ GeV	426136	2.0862e-1
$p_T^{\text{jet}} \in [1800; 2500]$ GeV	426137	4.3732e-2
$p_T^{\text{jet}} \in [2500; 3200]$ GeV	426138	3.3372e-4
$p_T^{\text{jet}} \in [3200; 3900]$ GeV	426139	5.8948e-5
$p_T^{\text{jet}} \in [3900; 4600]$ GeV	426140	5.5731e-6
$p_T^{\text{jet}} \in [4600; 5300]$ GeV	426141	1.2593e-7
$p_T^{\text{jet}} \in [5300; 7000]$ GeV	426142	1.1030e-9
<hr/> $Z(ee)$ background (Sherpa 2.1) <hr/>		
$p_T^Z \in [0; 70]$ GeV CVetoBVeto	364114	1.9816
$p_T^Z \in [0; 70]$ GeV CFilterBVeto	364115	1.9815
$p_T^Z \in [0; 70]$ GeV BFilter	364116	1.9820
$p_T^Z \in [70; 140]$ GeV CVetoBVeto	364117	1.1064e-1
$p_T^Z \in [70; 140]$ GeV CFilterBVeto	364118	1.1050e-1
$p_T^Z \in [70; 140]$ GeV BFilter	364119	1.1046e-1
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto	364120	4.0645e-2
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto	364121	4.0671e-2
$p_T^Z \in [140; 280]$ GeV BFilter	364122	4.0675e-2
$p_T^Z \in [280; 500]$ GeV CVetoBVeto	364123	8.6703e-3
$p_T^Z \in [280; 500]$ GeV CFilterBVeto	364124	8.6668e-3
$p_T^Z \in [280; 500]$ GeV BFilter	364125	8.6809e-3
$p_T^Z \in [500; 1000]$ GeV	364126	1.8092e-3
$p_T^Z > 1000$ GeV	364127	1.4875e-4

$e \rightarrow \gamma$ background from t-quarks (PowHeg+Pythia8)		
single-top (s-channel)	410644	2.0267e-3
single-antitop (s-channel)	410645	1.2674e-3
$t\bar{t}$	410470	7.2976e-1
$t\bar{t}\gamma$ background		
MadGraph+Pythia8 $p_T^\gamma > 15$ GeV	410389	4.6243e-3
MadGraph+Herwig7 $p_T^\gamma > 15$ GeV	410395	4.6236e-3
$W(\tau\nu)$ background		
$p_T^W \in [0; 70]$ GeV CVetoBVeto	364184	1.9155e+1
$p_T^W \in [0; 70]$ GeV CFilterBVeto	364185	1.9154e+1
$p_T^W \in [0; 70]$ GeV BFilter	364186	1.9152e+1
$p_T^W \in [70; 140]$ GeV CVetoBVeto	364187	9.4558e-1
$p_T^W \in [70; 140]$ GeV CFilterBVeto	364188	9.4649e-1
$p_T^W \in [70; 140]$ GeV BFilter	364189	9.4587e-1
$p_T^W \in [140; 280]$ GeV CVetoBVeto	364190	3.3969e-1
$p_T^W \in [140; 280]$ GeV CFilterBVeto	364191	3.3984e-1
$p_T^W \in [140; 280]$ GeV BFilter	364192	3.3968e-1
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV CVetoBVeto	364193	7.2078e-2
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV CFilterBVeto	364194	7.1990e-2
$p_T^W \in [280; 500]$ GeV BFilter	364195	7.1944e-2
$p_T^W \in [500; 1000]$ GeV	364196	1.5052e-2

Таблица А.0.1 – Список сигнальных и фоновых МК наборов

Приложение В

Распределения по изоляции

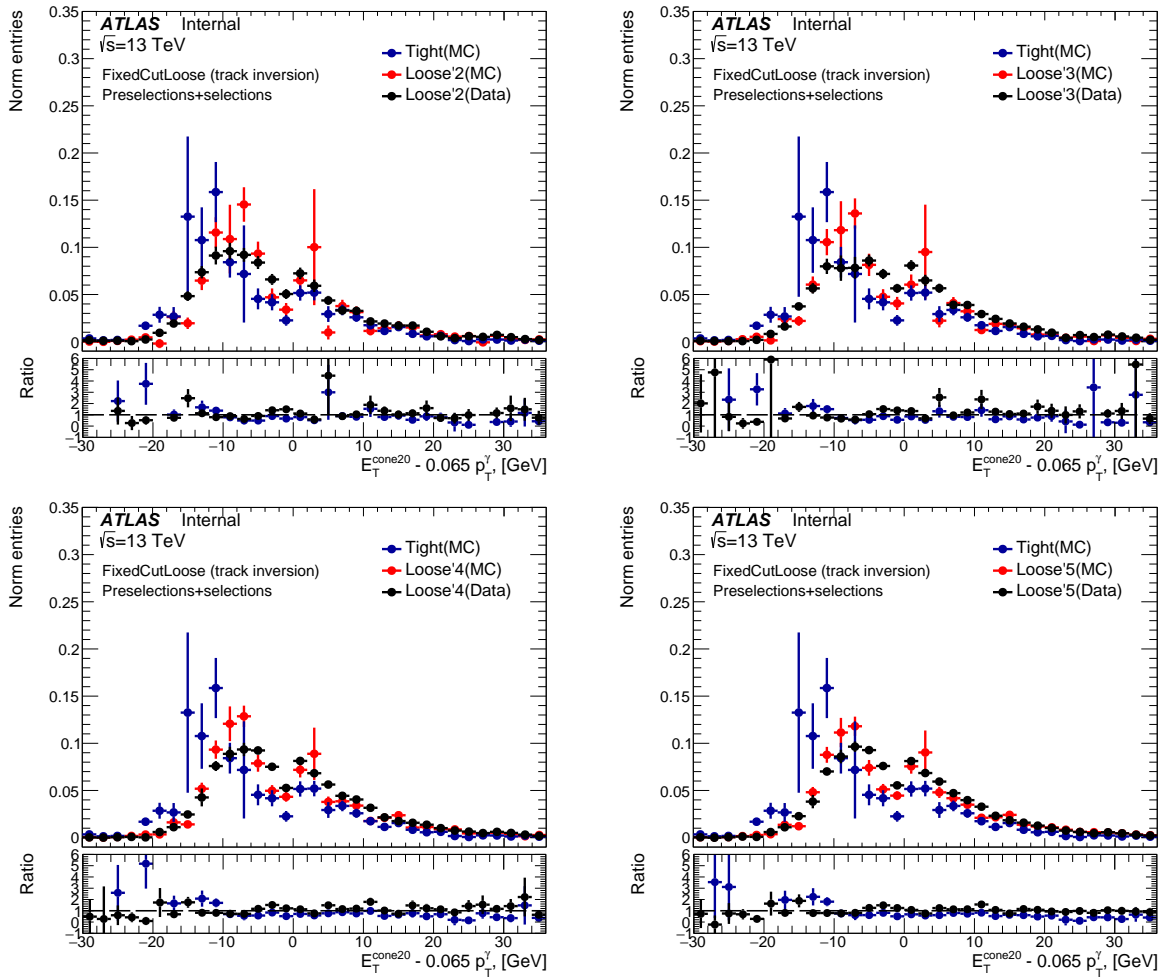


Рисунок В.0.1 – Распределения по переменной изоляции $E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$ для МК $Z(\nu\bar{\nu})j$, для адронного канала распада $W(\tau\nu)$ и для данных для различных рабочих точек *loose'*

Приложение С

Оцененные распределения $jet \rightarrow \gamma$

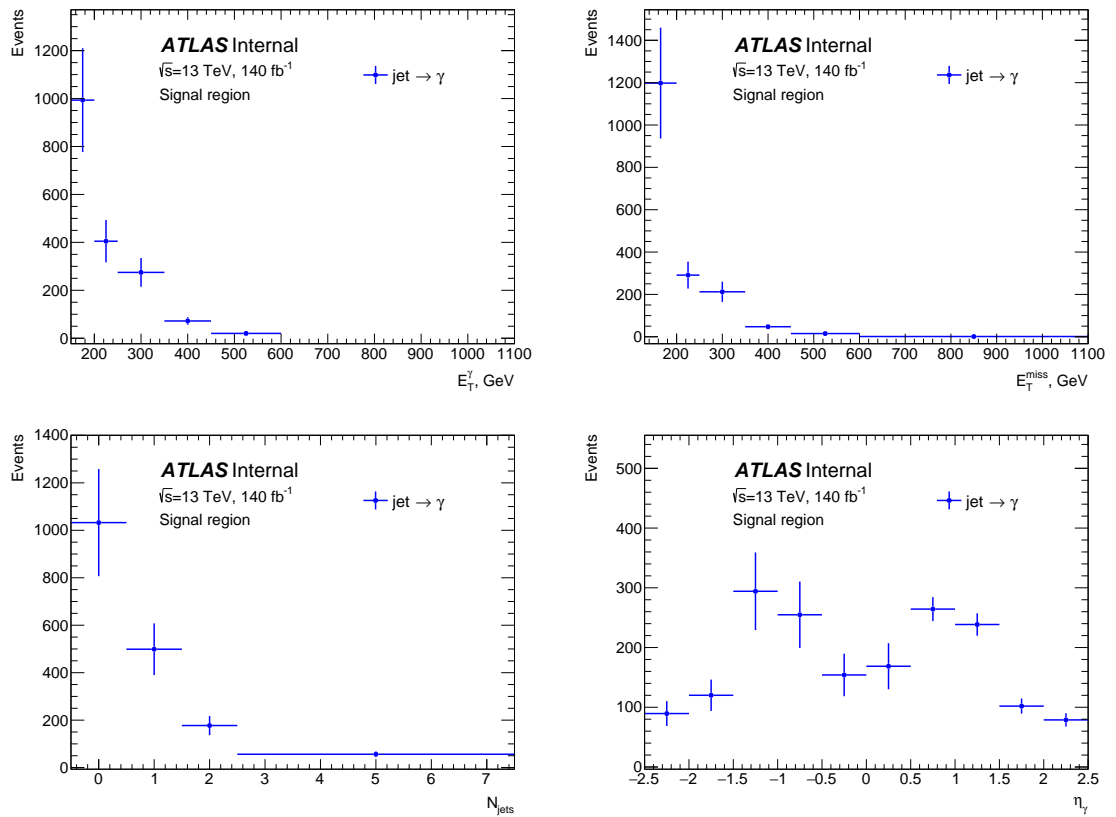


Рисунок С.0.1 – Оцененные с помощью метода интервалов распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона по различным переменным в сигнальной области

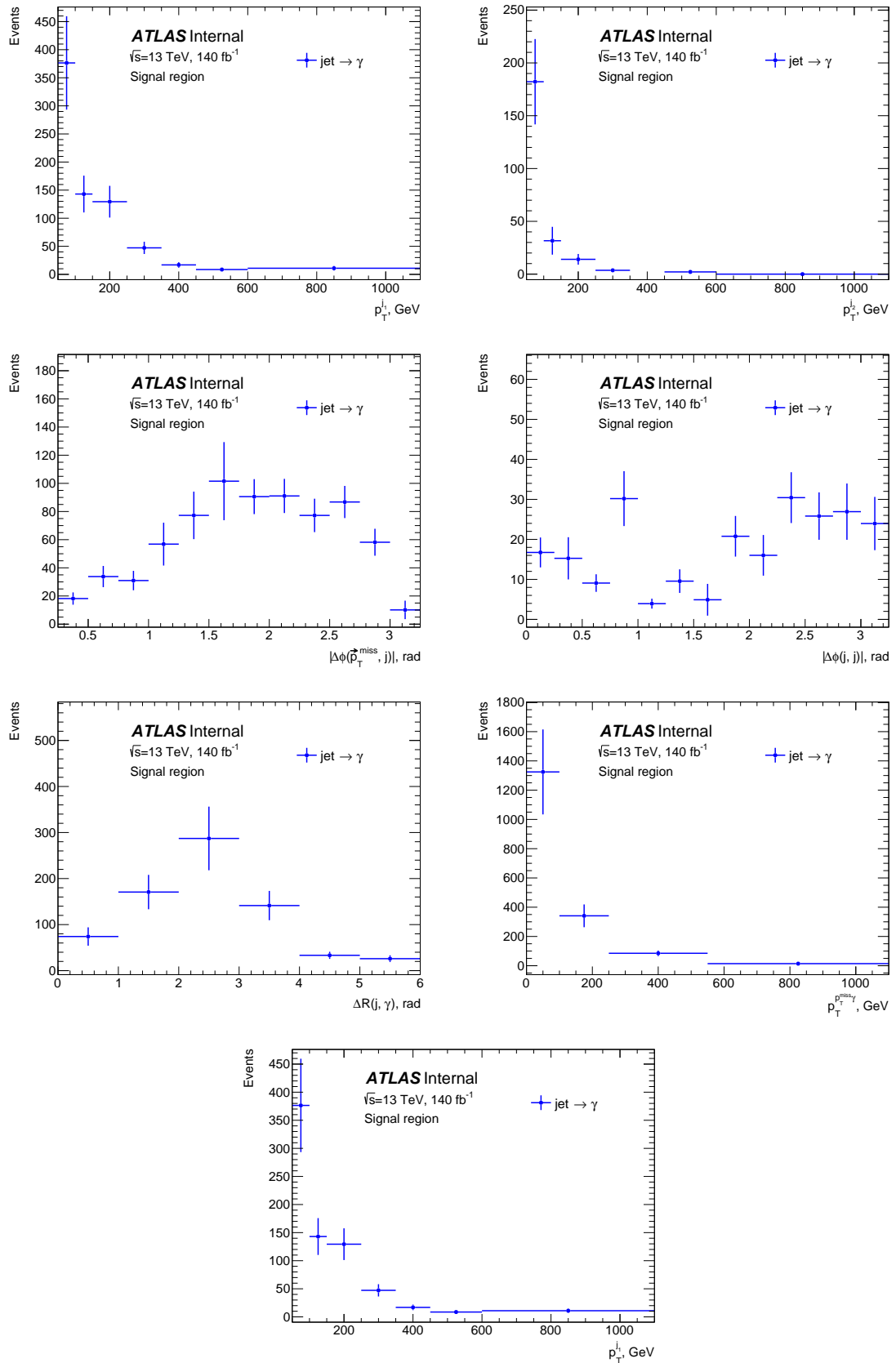


Рисунок С.0.2 – Оцененные с помощью метода интервалов распределения $jet \rightarrow \gamma$ фона по различным переменным в сигнальной области