

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

На правах рукописи

КУРОВА АНАСТАСИЯ СЕРГЕЕВНА

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ  
МУЛЬТИБОЗОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЯХ, НАБЛЮДАЕМЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС  
НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

03.06.01 – Физика и астрономия

01.04.23 – Физика высоких энергий

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ А. С. Романюк

Автор:

Москва 2020

# Оглавление

Введение	3
1 Теоритическое введение	7
2 Описание эксперимента	9
2.1 Координатная система . . . . .	9
2.2 Детектор . . . . .	10
2.3 Набор данных и Монте-Карло симуляция . . . . .	14
2.4 Идентификация физических объектов . . . . .	15
2.5 Отбор событий . . . . .	18
3 Методы оценки фоновых процессов	21
3.1 Фоновые процессы для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ EWK . . . . .	21
3.2 Метод оценки неверной идентификации адронной струи как фотона . . . . .	22
3.2.1 Погрешности метода и дифференциальные распределения . . . . .	28
3.3 Метод оценки неверной идентификации электрона как фотона	30
3.3.1 Оценка частоты неверной идентификации электрона как фотона . . . . .	33
3.3.2 Оценка фонового процесса, связанного с неверной идентификацией $e \rightarrow \gamma$ . . . . .	38
3.3.3 Оптимизация метода для данных всего второго сеанса работы БАК . . . . .	39
4 Результаты и их интерпретация	47

4.1	Результаты оценки фоновых процессов . . . . .	47
4.2	Результаты измерения интегрального сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и сравнение с теоретическим предсказанием . . . . .	47
4.3	Результаты измерения дифференциального сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ . . . . .	50
4.4	Оценка пределов на параметры аномальных трехбозонных вершин . . . . .	51
	Заключение	57

# Введение

## Актуальность темы

Завершение построения Стандартной Модели физики частиц, которая является ее теоретическим описанием и подкрепляется множеством экспериментальных фактов, произошло с открытием бозона Хиггса в 2012 году. Однако, нерешенность таких фундаментальных вопросов как иерархия масс элементарных частиц, барионная асимметрия, отсутствие описания гравитации в СМ и других позволяет говорить о незаконченности текущей теории и существовании более общей. Исследования, проводимые на Большом Адронном Коллайдере (БАК), нацелены как на поиски новых частиц и взаимодействий, так и на проверку Стандартной Модели. Тщательное изучение процессов Стандартной Модели, возможное на экспериментах БАК с рекордной точностью, может дать возможность найти проявления физики за рамками Стандартной Модели и поставить ограничения на существующие модели ее расширения. Это возможно сделать за счет того факта, что массивные частицы «новой физики», возможно недостижимые для прямого обнаружения при энергиях БАК, будут менять взаимодействия на меньших энергиях. Одним из наиболее чувствительных инструментов для таких исследований является поиск аномальных вершин взаимодействия векторных бозонов, что формирует актуальность данной работы.

Целью данного исследования является изучение процессов совместного рождения электронейтральных бозонов Стандартной Модели, в том числе поиск аномальных взаимодействий бозонов и сигнатур физики за рамками Стандартной Модели. В соответствии с поставленной целью, задачами данного исследования являлись:

- разработка и оптимизация методов оценки фонов из данных с невер-

ной идентификацией объектов (электронов как фотонов и адронных струй как фотонов) для достижения наименьшей возможной погрешности для измерения сечений;

- получение интегрального и дифференциальных сечений инклюзивного и эксклюзивного процесса ассоциированного рождения  $Z$  бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 13 ТэВ, с последующим распадом  $Z$  бозона на нейтрино и антинейтрино  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$
- достижение точности измерения сечения до уровня 10%, необходимой для сравнения измеренных сечений с теоретическими предсказаниями, учитывающими поправки КХД второго рода и поправки КЭД первого рода;
- получение интегрального сечения процесса электрослабого рождения  $Z$  бозона с фотоном и двумя струями в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 13 ТэВ, с последующим распадом  $Z$  бозона на нейтрино и антинейтрино ( $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK);
- поиск аномальных бозонных взаимодействий, запрещенных в Стандартной Модели и чувствительных к физике за её пределами посредством наложения ограничений на параметры тройных и четверных нейтральных аномальных бозонных вершин из Эффективной теории поля

#### Научная новизна

1. Разработаны методы оценки фонов из данных с неверной идентификацией объектов (электрона и струи как фотона) для процессов  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK
2. Впервые измерено интегральное сечение процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на данных 2015-2016 годов при энергии сталкивающихся протонов равной 13 ТэВ и с точностью порядка 10%.

3. Впервые измерено дифференциальное сечение процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на данных 2015-2016 годов при энергии сталкивающихся протонов равной 13 ТэВ по множественности струй и по поперечному импульсу нейтрино-антинейтринной пары
4. Впервые поставлены пределы на параметры аномальных трехбозонных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  в формализме Эффективной теории поля

### Практическая значимость

Разработанные методы оценки фонов из данных с неверной идентификацией объектов могут быть применены в исследованиях любых других мультибозонных конечных состояний в протон-протонных столкновениях в эксперименте АТЛАС, сопровождающихся рождением фотонов.

Достигнутая точность измерения сечения процесса порядка 10% позволила провести сравнение с теоритическим предсказанием сечения с учетом КХД поправок 2-го рода и КЭД поправок 1-го рода. Данная проверка позволит теоретикам улучшить теоретическое описание в этой области ФВЭ.

Полученные пределы на параметры аномальных трехбозонных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  в формализме Эффективной теории поля позволяют показать отсутствие вклада физики за рамками Стандартной модели на достигнутом в настоящее время масштабе энергий.

### Достоверность

Достоверность полученных в работе результатов и сделанных из них выводов подтверждается согласием результатами проведённых ранее экспериментов, а также обсуждением внутри коллаборации АТЛАС, публикацией в реферируемых журналах и представлением на семинарах и конференциях.

### Личный вклад

Автором разработаны, модифицированы и реализованы методы оценки фона от неверной идентификации электрона как фотона из данных для процессов и ЕWK и оценки фона от неверной идентификации струи как

фотона из данных для процесса. Автор внёс определяющий вклад в обработку и анализ экспериментальных данных. При решающем участии автора подготовлены и опубликованы статьи и доклады по теме исследования.

#### Публикации

Результаты работы опубликованы в международном реферируемом журнале JHEP, входящем в базы данных Scopus и Web of Science.

# Глава 1

## Теоритическое введение

Стандартная модель (СМ) убедительно показала себя эффективной для точного описания физики элементарных частиц, наблюдаемых в современных экспериментах. Многие из результатов, предсказанных СМ были подтверждены с использованием данных протон-протонных столкновений, полученных на Большом Адронном Коллайдере (БАК). Исследования взаимодействий калибровочных бозонов  $Z$  и  $\gamma$  предоставляют возможность изучения неабелевой калибровочной группы  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , отвечающей за электрослабый сектор СМ. Процессы ассоциированного рождения  $Z$  бозона с одним и двумя фотонами также представляют интерес, так как могут включать в себя возможные взаимодействия нейтральных калибровочных бозонов, запрещенные в СМ. В процессе с конечным состоянием  $Z\gamma$  могут присутствовать запрещенные в СМ тройные взаимодействия калибровочных бозонов  $Z\gamma\gamma$  or  $Z\gamma\gamma$ . В процессе с конечным состоянием  $Z\gamma\gamma$  – четверные взаимодействия  $ZZ\gamma\gamma$  и  $Z\gamma\gamma\gamma$ . Существование таких бозонных вершин может быть объяснено низкоэнергетичными эффектами неизвестной новой теории за рамками СМ. Ранее конечное состояние  $Z\gamma$  измерялось в экспериментах коллабораций DELPHI [1], Dzero [2, 3], CDF [4], ATLAS [5, 6] и CMS [7, 8]. Также в этих экспериментах были наложены пределы на существование нейтральных тройных аномальных бозонных вершин, кроме того пределы были получены в коллаборации OPAL (из конечного состояния  $ZZ$ ) [9]. Пределы на четверные вершины были получены в экспериментах коллабораций OPAL [10], Dzero [11], CMS [12], and LEP L3 [13], из процессов  $\gamma\gamma \rightarrow WW$  и  $WW\gamma$ , а также в ATLAS [6] из процесса  $Z\gamma\gamma$ . Тем не ме-

нее все эти измерения были проведены при энергиях существенно меньше достигнутых на БАК в 2015 году, и процессы  $Z\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  представляют интерес для изучения при более высоких энергиях по причинам, описанным в актуальности данного исследования.

# Глава 2

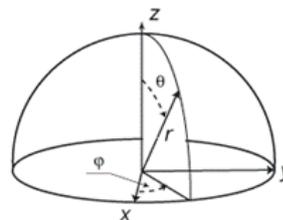
## Описание эксперимента

### 2.1 Координатная система

Данное исследование проводилось на базе эксперименте ATLAS на БАК (Большой адронный коллайдер). В нем используется прямоугольная система координат. Ось  $x$  направлена к центру кольца БАК, ось  $y$  направлена вверх и ось  $z$  по касательной к кольцу против часовой стрелки (см. рисунок 2.1.1а).



а) Прямоугольная система координат



б) Сферическая система координат

Рис. 2.1.1. Координатная система

С ней ассоциируются азимутальный угол  $\varphi$ , отсчитываемый от оси  $x$  в плоскости  $xy$  и полярный угол  $\theta$ , характеризующий отклонение от оси  $z$  (см. рисунок 2.1.1б). Более удобно использовать координаты  $\eta$  и  $\varphi$ , где  $\eta$  — псевдобыстрота, определяемая как:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.1)$$

Также используется быстрота

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (2.2)$$

где  $E$  — энергия частицы,  $p_z$  — проекция импульса на ось  $z$ . Для измерения углового расстояния между частицами используется плоский угол [14]

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

Эта величина инвариантна относительно преобразований Лоренца в направлении оси пучка, так как псевдобыстрота изменяется при таких преобразованиях на аддитивную величину, зависящую только от скорости системы отсчета [15].

## 2.2 Детектор

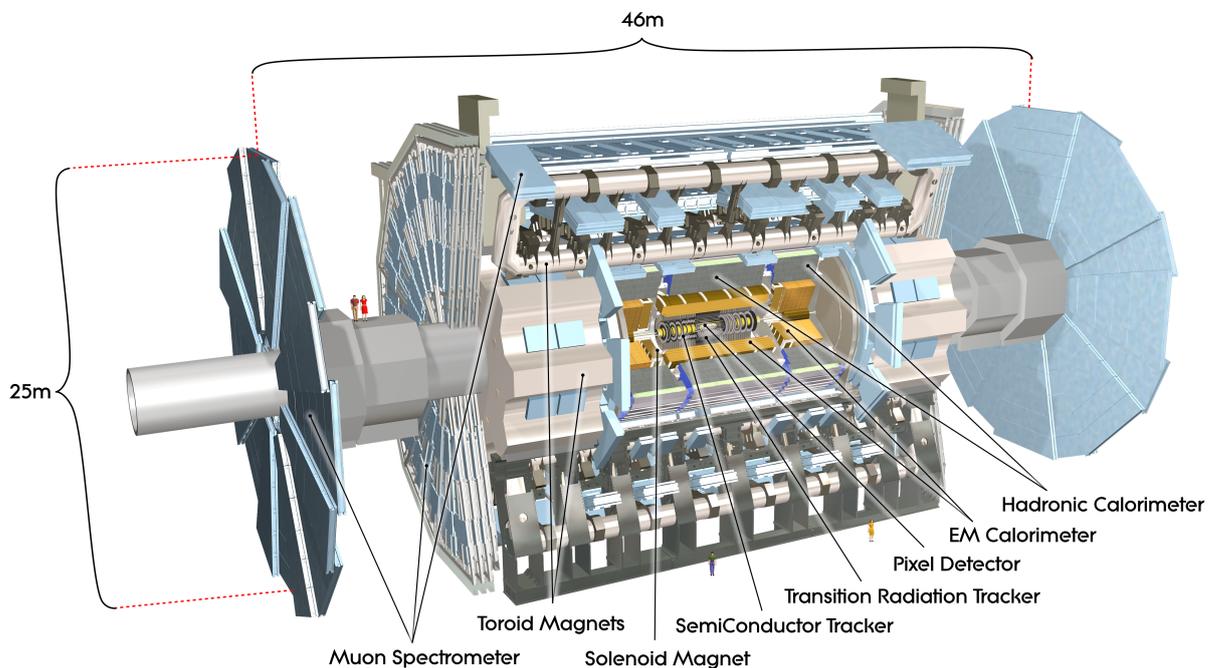


Рис. 2.2.2. Схема детектора ATLAS [14]

ATLAS представляет собой сложный детектор цилиндрической формы, имеющий слоистую структуру [14, 16, 17]. Схематическое изображение

ATLAS представлено на рисунке 2.2.2. Основными структурными частями являются сверхпроводящие магниты, внутренний детектор (ВД), калориметры (адронные и электромагнитные) и мюонный спектрометр (МС).

Центральный магнитный соленоид (Magnet Solenoid) расположен между ВД и калориметрами, он создает магнитное поле напряженностью 2 Тл внутри ВД в направлении оси  $z$ . Три тороидальных магнита (Toroid Magnets), установленных вокруг калориметров, используются для создания магнитного поля в мюонной системе. Каждый состоит из 8 сверхпроводящих магнитных катушек. Магнитное поле в них неоднородно, и максимальная напряженность достигает 4 Тл.

ВД состоит из вставляемого В-слоя (IBL), пиксельного детектора (Pixel detector), полупроводникового трекера (Semiconductor tracker) и детектора переходного излучения (Transition Radiation Tracker). Эти детекторы используются для восстановления следов частиц и измерения импульсов заряженных частиц, траектория которых искривляется в магнитном поле. Область покрытия ВД:  $|\eta| < 2.5$ . Ближайший к пучку детектор IBL установлен на расстоянии 3.3 см от него, чтобы улучшить реконструкцию треков. Он покрывает область псевдобыстрот до 2.8. Пиксельный детектор состоит из 3 цилиндрических слоев и 16 пиксельных дисков, которые в общей сложности содержат 80 миллионов пикселей. Его область покрытия достигает 2.5 по псевдобыстроте. Полупроводниковый трекер обладает четырьмя цилиндрическими слоями и 18 дисками в торцевой части, в плоскости поперечной пучку, и имеет ту же область покрытия, что и пиксельный детектор. Детектор переходного излучения представляет собой каптоновые трубки, заполненные газовой смесью ксенона и аргона, он имеет область покрытия  $|\eta| < 2.0$ . Помимо восстановления координат, TRT позволяет эффективно выделять электроны среди других заряженных частиц за счет регистрации переходного излучения. Вероятность такого излучения для электронов существенно выше, чем для более тяжелых частиц. Оно сосредоточено в узком конусе вдоль направления импульса электрона и вызывает превышение сигнала в отдельных элементах детектора на треке.

Калориметры позволяют определять энергетические потери:

- адронов, частиц, взаимодействующих сильным образом (Hadronic или адронный калориметр)
- электромагнитно заряженных частиц и фотонов (Electromagnetic или электромагнитный калориметр)

Каждый состоит из нескольких частей: электромагнитный из центральной цилиндрической части (barrel,  $|\eta| < 1.475$ ) и двух торцевых (end-cap,  $1.375 < |\eta| < 3.2$ ), адронный из торцевых ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ ), цилиндрического tile ( $|\eta| < 1.0$ ) и расширенных цилиндрических tile (tile extended,  $0.8 < |\eta| < 1.7$ ). Также существует фронтальный (forward) калориметр, расположенный в области малых углов отклонения от оси пучка ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ ) и измеряющий энергию частиц обоих типов.

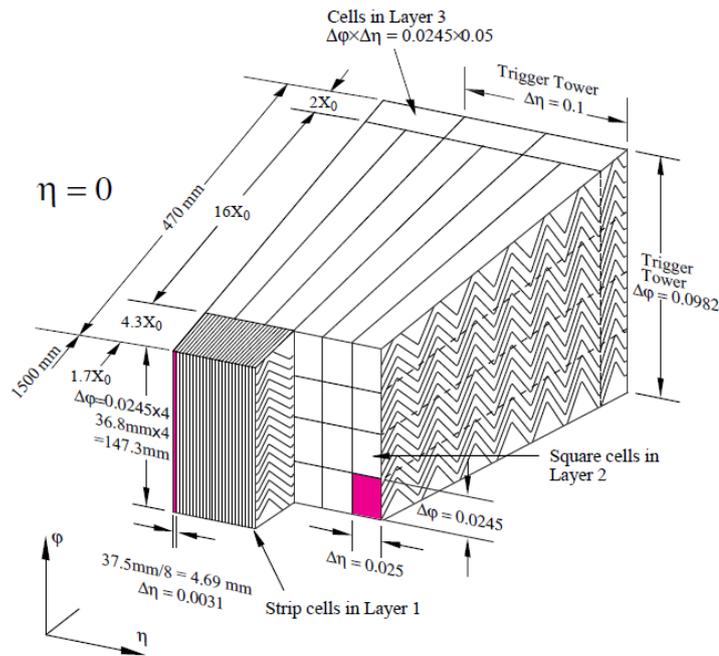


Рис. 2.2.3. Считывающие слои электромагнитного калориметра (центральный цилиндр) [14]

Электромагнитный калориметр имеет многослойную гетерогенную структуру (см. рисунок 2.2.3). В качестве абсорбера используются свинцовые пластины, изогнутые в форме аккордеона, складки которого параллельны оси пучка в центральной части и радиальны в торцевой. Такая форма обеспечивает наилучшее покрытие в по азимутальному углу и скорость снятия

сигнала.

В результате взаимодействия с пластинами абсорбера частицы теряют энергию за счёт образования электромагнитного ливня. Пространство между пластинами заполнено активным веществом (жидким аргоном), которое ионизируется ливнем. Электроны, возникающие в этом процессе дрейфуют к считывающим каптоновым электродам. Сигнал пропорционален числу электронов, которое, в свою очередь, зависит от энергетических потерь частицы.

По форме считывающих электродов в радиальном направлении можно выделить три слоя с различной гранулярностью. Съём информации осуществляется с ближайшего к пучку стрипового слоя. Он позволяет определить координаты с разрешением  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.0031 \times 0.1$ . Во втором слое выделяется большая часть электромагнитного ливня, его разрешение  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$ . Третий слой с наименьшей гранулярностью ( $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.05$ ) поглощает «хвост» ливня. В области  $|\eta| < 1.8$  для коррекции энергетических потерь перед калориметром используется предусилитель (presampler) — дополнительный слой жидкого аргона, заключенный между электродами.

МС (Muon Spectrometer) предназначен для регистрации мюонов. Он содержит детекторы четырех типов: MDT (дрейфовые камеры) ( $|\eta| < 2.7$ ), CSC (проволочные пропорциональные камеры) ( $2.0 < |\eta| < 2.7$ ), RPC (камеры с резистивными электродами) ( $|\eta| < 1.05$ ) и TGC (узкозазорные камеры) ( $1.05 < |\eta| < 2.7$ ). Сопоставляя сигналы заряженных частиц в МС и ВД можно отделить мюоны от других частиц.

ATLAS имеет двухуровневую систему триггеров, которая определяет наличие «интересных» событий (с высокими поперечными импульсами) в столкновениях протонов или ядер, идентифицирует физические объекты и восстанавливает события, а также контролирует запись информации о них. Первый уровень реализуется электроникой, а именно информацией из ВД, калориметров и МС. Он позволяет уменьшить поток данных с 40 МГц (что соответствует частоте пересечений пучков) до 100 кГц. Второй уровень реализован программным обеспечением и позволяет уменьшить поток данных до 1 кГц, что делает его пригодным для записи и последующей «оффлайн»

обработки.

## 2.3 Набор данных и Монте-Карло симуляция

### Данные

В работе использовались наборы данных протон-протонных столкновений с энергией в СЦИ 13 ТэВ на БАК, набранные детектором АТЛАС за 2015-2016 гг а также данные всего второго сеанса работы БАК за 2015-2018 гг. В основной части работы будут описаны методы и результаты обработки данных 2015-2016 гг, т.к. данная работа была опубликована. Также в части 3.3.3 будет описана оптимизация методики оценки фонового процесса неверной идентификации электрона как фотона для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma+jj$  EWK для данных 2015-2018 гг, однако, результаты этой работы сейчас готовятся к публикации, поэтому они не будут приведены в рамках данной дипломной работы. С учетом проверки качества записанных данных интегральная светимость набора данных составила  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  и  $139 \text{ фб}^{-1}$  для 2015-2016 гг и для 2015-2018 гг соответственно.

### Монте-Карло симуляция

В предыдущих исследованиях  $Z\gamma$  [5,6] Монте-Карло генератор *Sherpa* [18] показал хорошее согласие данных с моделированием, поэтому именно он использовался для сигнального процесса  $Z\gamma$ .

Также генератор *Sherpa* был использован для моделирования процессов с электрослабыми бозонами и/или фотонами, часть из которых являются фоновыми для сигнального процесса, часть используется для оценки систематических погрешностей в методах неверной идентификации частиц в данных.

Многоструйные события моделировались либо с помощью *Pythia8* [19] (2015-2016 гг), либо с помощью *Sherpa* (2015-2018 гг).

Для моделирования электрослабых процессов, таких как  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma+jj$  EWK и  $W\gamma+jj$  EWK использовался генератор *MG5\_aMC@NLO* [20]

События с топ-кварками были промоделированы в генераторе *PowhegBox*

[21–25] совместно с Pythia8.

События с ненулевыми параметрами аномальных тройных бозонных вершин также были промоделированы в генераторе *Sherpa*.

Для каждого Монте-Карло был также использована коррекция на соответствие реальным данным, а именно применен дополнительный фактор коррекции веса события, определенный с помощью моделирования сопутствующих столкновений протонов.

## 2.4 Идентификация физических объектов

Данный раздел перечисляет критерии, использованные для реконструкции физических объектов в данных и Монте-Карло

### Фотоны

Фотоны восстанавливаются из энерговыделений в ЭМ калориметре, называемых кластерами. Кластеры без соответствующего следа в ВД классифицируются как неконверсионные фотоны. Кластеры с ассоциированными следами в ВД и идентифицированной вершиной конверсии рассматриваются как конверсионные фотоны. Калибровка энергии фотонов производилась по хорошо изученным резонансам ( $Z \rightarrow e^+e^-$  и  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ ) или из исследований Е/р изолированных электронов в процессе  $W \rightarrow e\nu$ . В Монте-Карло также производится «размытие» энергии фотона для соответствия энергетическому разрешению АТЛАС. После реконструкции проверяется качество фотона на наличие неработающих участков детектора внутри ливня. В МК также производится учет неидеальности моделирования формы ливня в ЭМ калориметре. После всех коррекций производится классификация фотонов с помощью процедуры «*egammaPID*», которая основываясь на форме ливня причисляет его к «жесткой» или «слабой» категории. «Слабый» фотон проходит только часть отборов необходимых для «жесткого» фотона, и в основном используется только для целей триггера. В этой работе отбираются «жесткие» фотоны. Также для фотона требуется  $|\eta| < 2.37$ , исключая переходную зону калориметра ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ ). Также требуется  $p_T^\gamma > 150$  ГэВ, что обусловлено триггером, используемым в

анализе (он имеет порог 140 ГэВ для фотона). Также необходимо, чтобы фотон был изолирован. Накладываются условия, как на изолированность в калориметре в конусе  $\Delta R = 0.4$ , так и в ВД в конусе  $\Delta R = 0.2$  вокруг фотона-кандидата. Используемый критерий изоляции «FixedCutTight»:

- $E_T^{\text{cone40}} < 0.022p_T + 2.45$  [ГэВ];
- $p_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.05$ .

Здесь  $E_T^{\text{cone40}}$  соответствует энерговыделению в калориметре внутри  $\Delta R = 0.4$ ,  $p_T^{\text{cone20}}$  – сумме поперечных импульсов следов в ВД в  $\Delta R = 0.2$  (для конверсионных фотонов трек, ассоциированный с конверсионной вершиной исключается).

### Адронные струи

Адронные струи (далее струи) восстанавливаются в адронном калориметре с помощью алгоритма anti- $k_T$  [26] с параметром разрешения  $R = 0.4$ . Предварительно отобранные струи должны быть откалиброваны, скорректированы на сопутствующие протонные столкновения и иметь  $p_T > 20$  ГэВ. Также не проходят отбор струи ненадлежащего качества, на котоe могут повлиять дефекты детектора, фоновые процессы от пучка и космических лучей. Отобранные струи должны иметь  $p_T > 50$  ГэВ и  $|\eta| < 4.5$ .

### Недостающий поперечный импульс

В каждом событии восстанавливаются суммарные энергия и импульс конечных частиц в плоскости, поперечной оси пучка, и из закона сохранения энергии-импульса определяется недостающий импульс  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  (проекция на поперечную ось  $E_T^{\text{miss}}$  и азимутальный угол  $\phi$ ). Именно его обычно интерпретируют как нейтрино. В процессе рождения нейтрино и антинейтрино недостающая компонента импульса может соответствовать образовавшейся их частице. Для восстановления недостающего поперечного импульса учитываются все энерговыделения в калориметре с  $|\eta| < 4.9$  и мюоны с  $p_T > 7$  ГэВ. Туда входят все восстановленные объекты а также сумма следов

в ВД, не ассоциированных с восстановленными объектами, но ассоциированных с первичной вершиной, так называемый «soft term».

Лептоны (мюоны и электроны)

Мюоны восстанавливаются с помощью алгоритма, который производит статистическую комбинацию следа в МС с соответствующим ему следом в ВД. Для мюонов также производится калибровка и в данных и в МК, а также «размытие» импульса в МК. Для мюонов также существует набор критериев, определяющих их качество, в работе отбираются «жесткие» мюоны с  $p_T > 7$  ГэВ и  $|\eta| < 2.7$ . Также предъявляется требование к изолированности треков мюонов.

Электроны восстанавливаются из кластеров в ЭМ калориметре ассоциированных со следом в ВД. Для них проводится калибровка энерговыделений в кластерах в данных и разрешения по энергии в МК. Первично отобранные электроны должны удовлетворять «слабому» критерию идентификации, который включает отбор на присутствие сигнала в В-слое, что важно для разделения обычных электронов и тех, что рождаются из конверсий фотонов. Первичный отбор электронов требует  $p_T > 7$  ГэВ и  $|\eta| < 2.47$  исключая переходную область калориметра ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ ). Также накладывается требование на изолированность электронов. В анализе данных 2015-2016 гг использовалась изоляция только во ВД, для данных 2015-2018 гг этот критерий был изменен на комбинированную изоляцию.

Исключение наложений объектов

Исключение наложений объектов необходимо по следующим причинам: во-первых необходимо убедиться, что один и тот же объект не будет учтен дважды как два разных, во-вторых, наличие рядом постороннего объекта может сказаться на определении изолированности таких объектов как фотоны и лептоны. В данной работе применялись следующие правила:

- Все объекты реконструированы. Все лептоны и струи удовлетворяют отборам описаным выше, предварительно отобранные фотоны удо-

влетворяют «слабому» критерию идентификации, и обладают  $p_T > 150$  ГэВ (требование на изолированность не накладывается до процедуры)

- электроны внутри  $\Delta R < 0.1$  от мюонов удаляются
- фотоны внутри  $\Delta R < 0.4$  от лептонов удаляются
- струи внутри  $\Delta R < 0.3$  от лептонов и фотонов удаляются

Исключение наложений проходит после реконструкции  $E_T^{miss}$ , т.к. при этом применяется своя процедура удаления наложений.

## 2.5 Отбор событий

Отбор событий был оптимизирован для точного измерения сечений процессов  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK

Поскольку единственным напрямую идентифицируемым объектом в конечном состоянии процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  является фотон, был выбран триггер на наличие в событии как минимум одного фотона с наименьшим порогом на  $E_T$  `HLT_g140_loose`. Тот же триггер симулирован и применен в МК. Эффективность этого триггера для «жестких» фотонов с  $p_T > 150$  ГэВ близка к 100% [27]. Тот же триггер использовался для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK на данных 2015-2018 гг.

Сигнальная область определяется следующим образом. В событии должен присутствовать один лидирующий (с наибольшим  $p_T$ ) изолированный «жесткий» фотон с  $p_T > 150$  ГэВ. Чтобы исключить загрязнение от фоновых процессов, которые не содержат реальных нейтрино (ложный  $\vec{p}_T^{miss}$ ) применяется порог на  $E_T^{miss} > 150$  ГэВ.

Сигнальная область без ограничения на число струй в событии обозначается далее как инклюзивная, область, содержащая события без отображенных как описано выше адронных струй далее именуется эксклюзивной.

Чтобы уменьшить вклад от событий с  $W(l\nu)\gamma$  and  $Z(ll)\gamma$  применлось вето на отобранные лептоны.

Чтобы ещё лучше подавить вклад процессов с ложным  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  использовался отбор на значимость  $E_T^{\text{miss}}$ . На уровне реконструкции данная величина определяется как  $E_T^{\text{miss}} / \sqrt{\Sigma p_T^{\text{jet}} + E_T^\gamma}$ , где  $\Sigma p_T^{\text{jet}}$  определена как скалярная сумма  $p_T$  отобранных струй в каждом событии,  $E_T^\gamma$  – поперечный импульс отобранного фотона,  $E_T^{\text{miss}}$  определена в секции 2.4. На уровне генератора значимость  $E_T^{\text{miss}}$  определена как:  $p_T^{\nu\bar{\nu}} / \sqrt{\Sigma p_T^{\text{jet}} + E_T^\gamma}$ , где  $p_T^{\nu\bar{\nu}}$  –  $p_T$  системы нейтрино-антинейтрино.

Для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK данный отбор был произведен более точным способом как  $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|^2 / (\sigma_L^2 (1 - \rho_{LT}^2))$ , где  $E_T^{\text{miss}}$  определен в секции 2.4,  $\sigma_L$  полная вариация в продольном направлении к  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $\rho_{LT}$  – корреляционный фактор продольных и поперечных измерений [28].

Дополнительный отбор на  $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)$  подавляет фоновый процесс  $\rightarrow W(e\nu)$ .

В  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK также введены дополнительные отборы на угловое расстояние между объектами  $\Delta\phi$ , а также на  $p_T^{\text{SoftTerm}}$  (см. секцию 2.4) чтобы обеспечить наилучшее подавление фоновых процессов.

Все перечисленные отбора оптимизированы, чтобы эффективность и значимость сигнала были максимальными.

Критерии отбора для сигнальной области процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  приведены в таблице 2.1. Для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK в таблице 2.2.

Отборы	Значение порога
$E_T^{\text{miss}}$	$> 150$ ГэВ
$E_T^\gamma$	$> 150$ ГэВ
число «жестких» изолированных фотонов	$n_\gamma = 1$
вето на лептоны	$n_e = 0, n_\mu = 0$
значимость $E_T^{\text{miss}}$	$> 10.5$
$\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)$	$> \pi/2$

Таблица 2.1. Критерии отбора для событий кандидатов процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ .

Отборы	Значение порога
$E_T^{miss}$	$> 120 \text{ GeV}$
$E_T^\gamma$	$> 150 \text{ GeV}$
число «жестких» изолированных фотонов	$N_\gamma = 1$
Число струй	$N_{\text{jets}} \geq 2$
вето на лептоны	$N_e = 0, N_\mu = 0$
значимость $E_T^{miss}$	$> 12$
$ \Delta\phi(\gamma, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	$> 0.4$
$ \Delta\phi(j_1, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	$> 0.3$
$ \Delta\phi(j_2, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	$> 0.3$
$p_T^{\text{SoftTerm}}$	$< 16 \text{ GeV}$

Таблица 2.2. Критерии отбора для событий кандидатов процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ .

## Глава 3

# Методы оценки фоновых процессов

### 3.1 Фоновые процессы для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $Z(\nu\bar{\nu})\gamma+jj$ EWK

Процессы  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  EWK обладают конечным состоянием, которое может быть воспроизведено в целом ряде процессов, которые будут фоновыми по отношению к сигналу. Часть из них, не связанных с неверной идентификацией объектов или неверным их измерением, можно оценить из Монте-Карло. Ниже приведены фоновые процессы в порядке убывания их вклада для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  :

- конечные состояния  $\tau\nu\gamma$  и  $\ell\nu\gamma$  от совместного рождения  $W\gamma$ , где  $\tau$  распадается на адроны, или где электрон или мюон от распада  $\tau$  или  $W$  не регистрируется детектором;
- события  $\gamma$ +струя, в котором большой  $E_T^{miss}$  возникает из комбинации реального  $E_T^{miss}$  от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно измеренной энергии струй;
- $W(e\nu)$ ,  $t\bar{t}$  и моно- $t$ , где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон ( $e \rightarrow \gamma$ );
- $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи и многоструйные события, где одна из струй неверно идентифицируется как фотон (струя  $\rightarrow \gamma$ );

- $Z(\ell\ell) + \gamma$  (преимущественно  $\tau$ ), когда  $\tau$  распадается на адроны или когда электрон или мюон из распада  $\tau$  или  $Z$  не регистрируется.

В процессе  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  ЕWK основным из фоновых является сам процесс  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ . Также становится не пренебрежимым вклад электрослабого рождения  $W\gamma$  и событий от рождения  $t\bar{t}\gamma$ , когда оба или один из  $W$  бозонов от распада  $t$ -кварка распадается на лептоны (далее либо  $\tau$  распадается на адроны, либо не восстанавливается).

Для большинства процессов используются методы оценки из данных, и только для  $Z(\ell\ell) + \gamma$  и  $t\bar{t}\gamma$  – Монте-Карло. Для процессов  $W\gamma$  и  $W\gamma$  ЕWK из Монте-Карло используется только форма распределений, а нормировка получается из данных.

В этой главе будут подробно приведены только методы оценки, которые были разработаны и реализованы автором лично.

## 3.2 Метод оценки неверной идентификации адронной струи как фотона

Наибольшая доля неверной идентификации струя  $\rightarrow \gamma$  происходит в процессе рождения  $Z(\nu\bar{\nu}) +$  струи и в многоструйных процессах. Так же как и другие виды неверной идентификации, она не может быть оценена из Монте-Карло корректно, в виду несовершенства симуляции в настоящее время. По этой причине был разработан метод двумерных ортогональных областей (далее ABCD метод) для оценки фонового процесса, вызванного такой неверной идентификацией. В качестве дискриминирующих переменных используются идентификационные и изоляционные критерии для фотонов, которые базируются на измерениях формы ЭМ ливня в калориметрах. Схематичное представление четырех контрольных областей (далее КО) на базе этих переменных показано на рис. 3.2.1:

- «жесткая» (Tight) и изолированная (isolated) область (область A – эквивалентна сигнальной области, описанной в секции 2.5): Содержит события с лидирующим фотоном, который удовлетворяет критерию

изолированности ( $E_T^{cone40} - 0.022p_T^\gamma < 2.45$  ГэВ) и проходит «жесткий» (tight) идентификационный критерий.

- «жесткая» (Tight) но неизолированная (non-isolated) область (КО В): Содержит события с лидирующим фотоном, который удовлетворяет критерию неизолированности ( $5.45$  ГэВ  $< E_T^{cone40} - 0.022p_T^\gamma < 29.45$  ГэВ) и проходит «жесткий» (tight) идентификационный критерий.
- «нежесткая» (Non-tight) и изолированная (isolated) область (КО С): Содержит события с лидирующим фотоном, который удовлетворяет критерию изолированности ( $E_T^{cone40} - 0.022p_T^\gamma < 2.45$  ГэВ) и проходит «нежесткий» (non-tight) идентификационный критерий.
- «нежесткая» (Non-tight) и неизолированная (non-isolated) область (КО D): Содержит события с лидирующим фотоном, который удовлетворяет критерию неизолированности ( $5.45$  ГэВ  $< E_T^{cone40} - 0.022p_T^\gamma < 29.45$  ГэВ) и проходит «нежесткий» (non-tight) идентификационный критерий.

Помимо этого лидирующий фотон должен удовлетворять критерию изоляции  $p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05$  во всех контрольных областях. Изоляционный промежуток (iso gap) между изолированными и неизолированными областями выбран равным 3 ГэВ, чтобы уменьшить «утечку» сигнального процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  из области А в другие КО. Верхний порог на  $E_T^{cone40}$  реализован, чтобы подавить разницу между распределениями по изоляции для «жестких» и «нежестких» фотонов, которая вызвана статистическими флуктуациями в области спектра изоляции с высоким  $E_T^{cone40}$  где статистика довольно мала (см. рис. 3.2.2).

«Нежесткий» фотон удовлетворяет не всем критериям формы ЭМ ливня, которые определены для «жесткого» фотона. Определено несколько типов «нежестких» фотонов (loose'), в которых по крайней мере один из следующих критериев должен нарушаться:

- loose'2:  $w_{s3}, F_{side}$

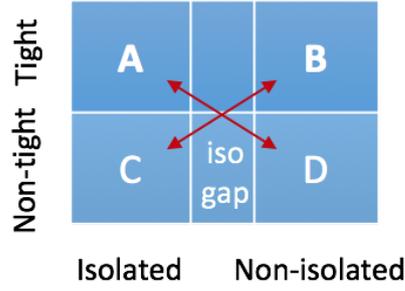


Рис. 3.2.1. Схематическое изображение двумерной плоскости, созданной изоляционными и идентификационными переменными фотонов, с разделением на контрольные области A, B, C и D.

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

Все эти критерии относятся к переменным, измеряемым в стриповом слое ЭМ калориметра и подробно описаны в [29]. Loose'2 не используется в связи с близостью его определения к «жесткому» идентификационному критерию, а для работы метода необходимо отсутствие корреляции между КО. В случае отсутствия корреляции следующее уравнение должно быть справедливо:

$$\frac{N_A^{jet \rightarrow \gamma}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D}, \quad (3.1)$$

где  $N_i$  – число событий в соответствующих B,C,D областях, а  $N_A^{jet \rightarrow \gamma}$  – число событий струя  $\rightarrow \gamma$  в области A. В основе метода лежит предположение, что корреляция между «нежестким» критерием и изоляцией отсутствует, поэтому выбирается наименее коррелированный loose' критерий. С этой целью проводилась оценка корреляционного фактора R в Монте-Карло  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи как

$$R = \frac{N_A N_D}{N_B N_C}, \quad (3.2)$$

который должен быть равен единице в случае отсутствия корреляции. Фактор R в данных оценивается с помощью введения дополнительных E и F областей, их иллюстрация приведена на рис. 3.2.3:

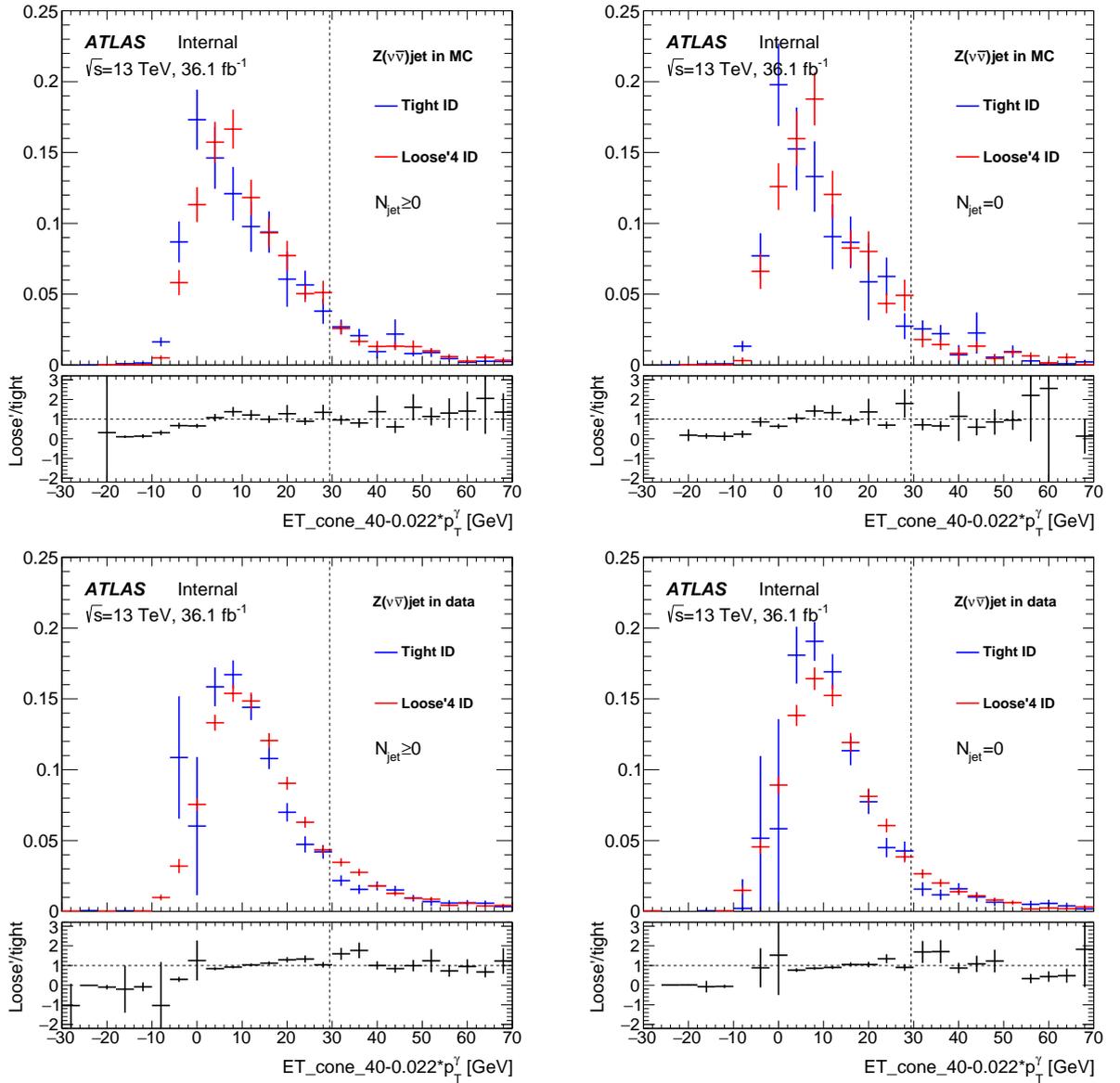


Рис. 3.2.2. Распределения фона  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи по изоляционной переменной  $E_T^{cone40} - 0.022 p_T^\gamma$ , используемой в критерии FixedCutTight для «жесткого» и «нежесткого» non-tight Loose'4 критерия идентификации фотона: сверху – в МК, внизу – в данных, слева – для эксклюзивного отбора на струи, справа – для инклюзивного. Прерывистая линия иллюстрирует верхний порог на изоляционную переменную в неизолированных контрольных областях (В и D). Показанные погрешности имеют статистический характер.

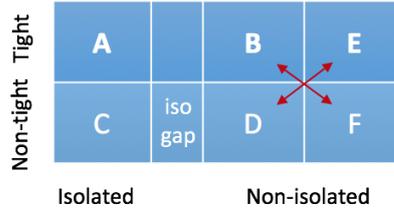


Рис. 3.2.3. Схематическое изображение двумерной плоскости, созданной изоляционной и идентификационной переменными с разделением на A, B, C, D и дополнительные E, F контрольные области.

- «жесткая»(Tight) и ещё более неизолированная область (КО E): Содержит события с лидирующим фотоном, который удовлетворяет критерию ( $9.45 \text{ ГэВ} < E_T^{cone40} - 0.022p_T^\gamma < 29.45 \text{ ГэВ}$ ) и проходит «жесткий» (tight) идентификационный отбор.
- «нежесткая»(non-tight) и ещё более неизолированная область (КО F): Содержит события с лидирующим фотоном, который удовлетворяет критерию ( $9.45 \text{ ГэВ} < E_T^{cone40} - 0.022p_T^\gamma < 29.45 \text{ ГэВ}$ ) и проходит «жесткий» (tight) идентификационный отбор.

В этом случае вместо формулы 3.2 можно использовать

$$R = \frac{N_{B-E}^{data} N_F^{data}}{N_{D-F}^{data} N_E^{data}}, \quad (3.3)$$

где  $N_i^{data}$  число событий струя  $\rightarrow \gamma$  в соответствующей контрольной области в данных. Для получения этих чисел, необходимо вычесть из выхода данных выходы всех других фонов и сигнала в каждой области. Результаты оценки фактора корреляции R в данных и VR для различных критериев loose' показаны в таблице 3.1. Наилучший результат продемонстрировал критерий loose'4, поэтому именно он используется для определения «нежесткого» фотона.

Данный метод предполагает, что область A преимущественно состоит из сигнальных событий, тогда как контрольные области B, C and D – преимущественно из событий фонового процесса струя  $\rightarrow \gamma$ , и «утечки» сигнальных событий в КО хорошо оцениваются МК симуляцией. Число событий в каждой области можно описать как:

фактор R	Loose'3	Loose'4	Loose'5
МК	$1.08 \pm 0.24$	$1.0 \pm 0.2$	$1.08 \pm 0.20$
Данные	$0.9 \pm 0.3$	$0.95 \pm 0.24$	$0.96 \pm 0.24$

Таблица 3.1. Оценка корреляционного фактора R между изоляцией и различными видами «слабых» идентификационных критериев фотонов для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи данных и МК.

$$\begin{aligned}
N_A &= N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_A^{EWK} + N_A^{jet\rightarrow\gamma}; \\
N_B &= c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_B^{EWK} + N_B^{jet\rightarrow\gamma}; \\
N_C &= c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_C^{EWK} + N_C^{jet\rightarrow\gamma}; \\
N_D &= c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_D^{EWK} + N_D^{jet\rightarrow\gamma};
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Где параметры «утечки» определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
c_B &= \frac{N_B^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}; \\
c_C &= \frac{N_C^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}; \\
c_D &= \frac{N_D^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}};
\end{aligned} \tag{3.5}$$

$N_i^{EWK}$  соответствует фоновым процессам кроме струя  $\rightarrow \gamma$  в каждой области. Они были оценены используя соответствующие МК наборы или из другими методами из данных. Параметры утечки сигнала в каждую область найдены с использованием сигнального набора МК. После получения параметров утечки и вычитания вклада фонов  $N_i^{EWK}$  в каждой области можно разрешить приведенную выше систему уравнений и вывести следующее уравнение для выхода сигнала:

$$N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = N_A - (N_B - c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}) \frac{N_C - c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_D - c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}. \quad (3.6)$$

Оно имеет решение:

$$N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}. \quad (3.7)$$

Где  $a$ ,  $b$ , и  $c$  имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} a &= c_D - c_B c_C; \\ b &= N_D + c_D N_A - (c_B N_C + c_C N_B); \\ c &= N_D N_A - N_C N_B. \end{aligned}$$

Значение числа событий фона в области  $A$  можно получить подставив полученное решение 3.7 в первую формулу из системы уравнений 3.4.

### 3.2.1 Погрешности метода и дифференциальные распределения

Для получения статистической погрешности выходы событий во всех КО были независимо проварьированы на  $\pm 1\sigma$ . Отклонения от номинального значения были просуммированы в квадратурах.

Систематическая погрешность метода была оценена из вариаций определения ABCD областей, т.е. с использованием альтернативных «нежестких» критериев и изменением изоляционного промежутка. Результирующие отклонения вместе с номинальным значением фона струя  $\rightarrow \gamma$  можно найти в таблице 3.3. Наибольшая вариация составляет 27% и используется как систематическая погрешность. Погрешность в оценке параметров «утечки» изначально была получена с помощью различных МК генераторов: *Sherpa 2.2.2*, альтернативных *Sherpa 2.1* и *MadGraph*. Параметры утечки вместе с центральным значением струя  $\rightarrow \gamma$  и его отклонениями для разных генераторов показана в таблице 3.2. Отклонения лежат в пределах наибольшего от вариации «нежесткого» критерия.

Параметры «Утечки сигнала»	Sherpa 2.2.2	Sherpa 2.1	MadGraph
$c_B$	$0.0380 \pm 0.0004$	$0.0275 \pm 0.0008$	$0.049 \pm 0.002$
$c_C$	$0.0294 \pm 0.0003$	$0.0293 \pm 0.0008$	$0.0284 \pm 0.0013$
$c_D$	$0.00209 \pm 0.00008$	$0.00102 \pm 0.00012$	$0.0024 \pm 0.0004$
$jet \rightarrow \gamma$	$169 \pm 25$	$-21(12\%)$	$+21(12\%)$

Таблица 3.2. «Утечка сигнала» в контрольные области В,С и D для случая МК генератора Sherpa 2.2.2 и альтернативных МК генераторов Sherpa 2.1 и MadGraph. В нижней строке показано центральное значение оценки фона из данных полученное с «утечками сигнала», полученными из основного МК генератора, а также отклонение от него для случая альтернативных МК генераторов.

Однако, более точно можно оценить данную погрешность, т.к. различие между генераторами обусловлено преимущественно неидеальным моделированием изоляции и идентификации. Поэтому систематическая погрешность на параметры «утечки» может быть выведена из погрешности на эффективность реконструкции фотона  $\delta_{iso/ID}^{eff}$  (относительная погрешность). По определению моделирование изоляции (iso) фотонов влияет только на параметры  $c_B$  и  $c_D$ , в то время как идентификация (ID) – на  $c_C$  and  $c_D$ , что даёт следующие относительные вариации ( $\sigma$ ) для параметров утечки:

- $\sigma_{iso}^{c_B} = \delta_{iso}^{eff} * (c_B + 1)/c_B$
- $\sigma_{ID}^{c_C} = \delta_{ID}^{eff} * (c_C + 1)/c_C$
- $\sigma_{iso}^{c_D} = \delta_{iso}^{eff} * (c_D + 1)/c_D$
- $\sigma_{ID}^{c_D} = \delta_{ID}^{eff} * (c_D + 1)/c_D$

Наибольшая вариация от такого типа погрешности составляет 9.5%. Таким образом, общая систематика на фон струя  $\rightarrow \gamma$  равна 28.6%. Результирующее число событий фона от струя  $\rightarrow \gamma$  для инклюзивного и эксклюзивного ФО равна соответственно  $169 \pm 25 \pm 48$  и  $143 \pm 22 \pm 41$  событий. Систематическая погрешность распространена на случай эксклюзивной сигнальной области, т.к. он является подмножеством инклюзивной.

Центральное значение	$169 \pm 25$
Loose'3	+46
Loose'5	$\pm 0$
Изоляционный промежуток +1 ГэВ	+10
Изоляционный промежуток -1 ГэВ	+4

Таблица 3.3. Центральное значение фона  $jet \rightarrow \gamma$  из данных и отклонения от него для вариаций определения областей ABCD.

Для дифференциального сечения струя  $\rightarrow \gamma$  оценивается побинно для основных кинематических распределений с использованием нормировки на оценку из данных, полученную изложенным методом. Т.к. МК набор  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи обладает недостаточной статистикой в сигнальной области, он не может быть использован в качестве формы для нормировки.  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  МК имеет хорошее согласие с кинематикой  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи МК в сигнальной области, как показано на рис. 3.2.4, поэтому он оно может быть использовано в качестве форм распределений для фона струя  $\rightarrow \gamma$ . Разница между формами  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи взята как дополнительная систематическая погрешность для фитирования и дифференциальных сечений. В качестве дополнительной проверки, было произведено сравнение МК  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  с данными в КО D, где процесс струя  $\rightarrow \gamma$  доминирует. Сравнение показано на рис. 3.2.5 и также демонстрирует хорошее согласие.

### 3.3 Метод оценки неверной идентификации электрона как фотона

Известно, что электроны могут быть неверноидентифицированы как конверсионные фотоны, который порождает близколетающие  $e^+e^-$  пары и поэтому оставляющие след в ВД. Средняя частота такой неверной идентификации колеблется в пределах 2 to 18% для разных импульсов и псевдобыстроты частицы [30]. Учитывая, что основным источником этой неверной идентификации является рождение  $W(-\rightarrow e\nu)$ , сечение которого более чем на 2 порядка больше, чем  $Z(-\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma$ , вкладом от такого процесса нельзя

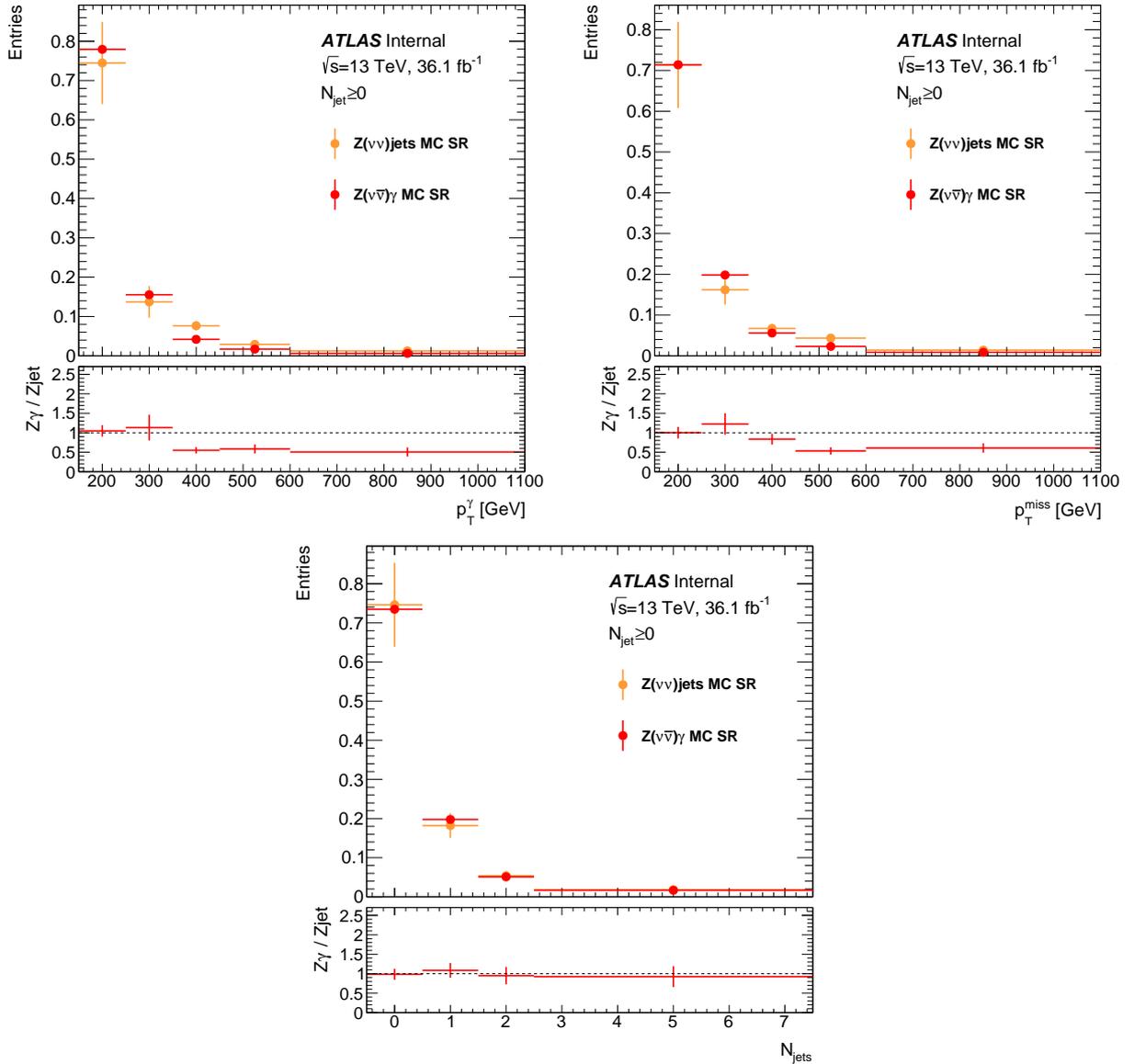


Рис. 3.2.4. Кинематические распределения для  $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  МК в сигнальной области: слева сверху – поперечный импульс фотона, справа сверху – недостающий поперечный импульс, внизу – множественность струй.

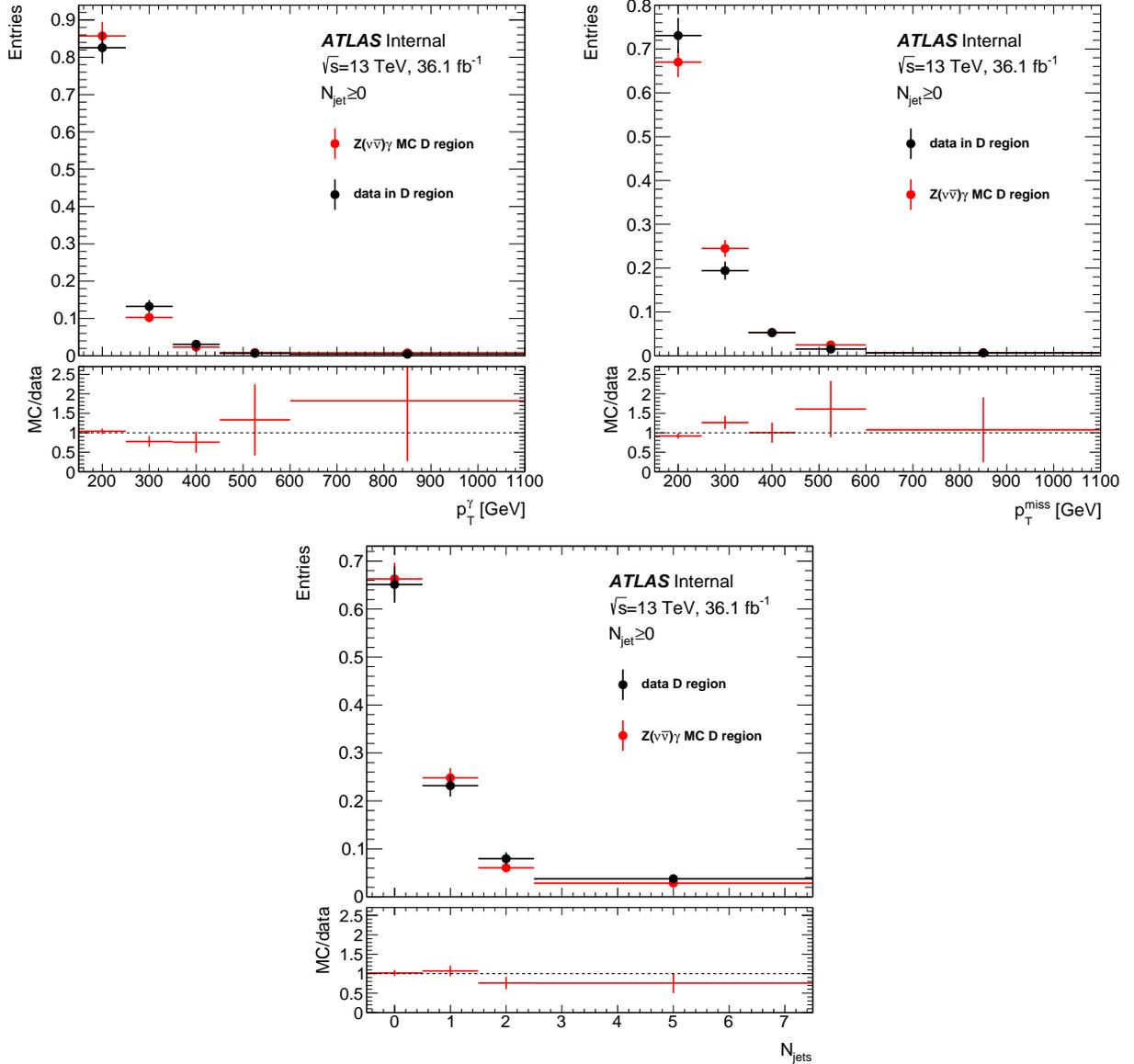


Рис. 3.2.5. Кинематические распределения для данных и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  МК в «нежесткой» и неизолированной контрольной области D: сверху слева – поперечный импульс фотона, сверху справа – недостающий поперечный импульс, внизу – множественность струй.

пренебречь. Кроме того, существуют ещё процессы с конечным состоянием  $e\nu$ , например, рождение моно- $t$  и  $t\bar{t}$  с последующим распадом одного из топ-кварков на  $W^+$ -струи. Монте-Карло предсказание для неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$  недостаточно надежно, как и для других процессов неверной идентификации, поэтому используется метод оценки на основе данных.

Чтобы получить вклад от ложных фотонов в выход событий в сигнальной области необходимо осуществить два этапа. Первым является измерение вероятности неверной идентификации электрона как фотона. (частоту  $e \rightarrow \gamma$ ). Для этого используется вариация таг-и-проб метода, в котором таг и проб частицы имеют инвариантную массу близкую к массе  $Z$  бозона. Таг частицей определяется электрон хорошего качества, а его парой проб частицей либо фотон, либо электрон с противоположным зарядом. В этом случае частоту  $e \rightarrow \gamma$  можно определить как отношение числа событий электрон-фотонной пары к числу событий с парами электрон-электрон. Следующим шагом будет оценка вклада событий с неверной идентификацией в сигнальную область. Для получения итогового числа событий в сигнальной области полученная частота используется для нормировки е-проб контрольной области.

### 3.3.1 Оценка частоты неверной идентификации электрона как фотона

Для оценки частоты  $e \rightarrow \gamma$  описанным выше таг-и-проб методом используются следующие отборы:

- Электроны:
  - Оба таг и проб электрона должны пройти отборы, описанные в 2.4, кроме поперечного импульса, который должен быть больше 25 ГэВ для таг электрона и больше 150 ГэВ для проб электрона, чтобы соответствовать отбору для фотона в сигнальной области. Также таг и проб электроны должны иметь противоположный заряд.
  - Для оценки «истинной» частоты  $e \rightarrow \gamma$  оба электрона проверяются с помощью MCTruthClassifier [31] на наличие ассоциированного с ни-

ми изолированного электрона (тип 2), родителем которого является Z или W бозон (родитель 13 или 12) в зависимости от МК

- Фотоны

- Проб фотон выбирается как в сигнальной области (см. секции 2.4 и 2.5)

- Для оценки «истинной» частоты  $e \rightarrow \gamma$  фотон также проверяется на наличие ассоциированного с ним изолированного фотона на генераторном уровне (тип 2) или тормозного фотона (тип 15), также проверяется тип родительской частицы, который должен соответствовать либо Z/W бозону, либо тормозному фотону (13/12 или 40).

Событие проходит отбор, если оно содержит одну таг-и-проб пару с инвариантной массой внутри 20 ГэВ вокруг массы Z бозона, и если выполняется условие  $E_T^{miss} < 40$  ГэВ (чтобы исключить события с рождением  $W\gamma$ ). Оценка из данных подразумевает, что эти события также проходят все базовые отборы событий включая триггер.

Т.к. Z бозон не может распадаться на электрон и фотон, события  $e\gamma$  с инвариантной массой около Z пика содержат именно электроны, неверно идентифицированные как фотоны. Приближенная оценка частоты неверной идентификации электрона как фотона может быть сделана путем расчета отношения числа событий  $e\gamma$  к  $e^+e^-$  (отобранных как описано выше). Однако, как показано на рис. 3.3.6 частота зависит от  $\eta$  и  $p_T$  проб частицы. Для учета этих зависимостей оценка производится в 3х областях. По псевдобыстроте разделение проводится на центральную ( $|\eta| < 1.37$ ) и переднюю ( $1.52 < |\eta| < 2.37$ ) области. Разделение на область с низким  $p_T$  ( $150 < p_T < 250$  ГэВ) и с высоким  $p_T$  ( $p_T > 250$  ГэВ) сделано только в центральной области, т.к. передняя – статистически ограничена и имеет постоянную частоту в пределах погрешности.

Помимо процесса  $Z(\rightarrow e^+e^-)$ , выбранные  $e^+e^-$  и  $e\gamma$  пары могут быть результатом других фоновых процессов. Для улучшения оценки частоты  $e \rightarrow \gamma$  необходимо вычесть такие фоновые события. Распределения по инвариантной массе таг-и-проб пар показаны на рис. 3.3.7. Число таких фоновых событий рассчитывалось как среднее число таг-и-проб событий в

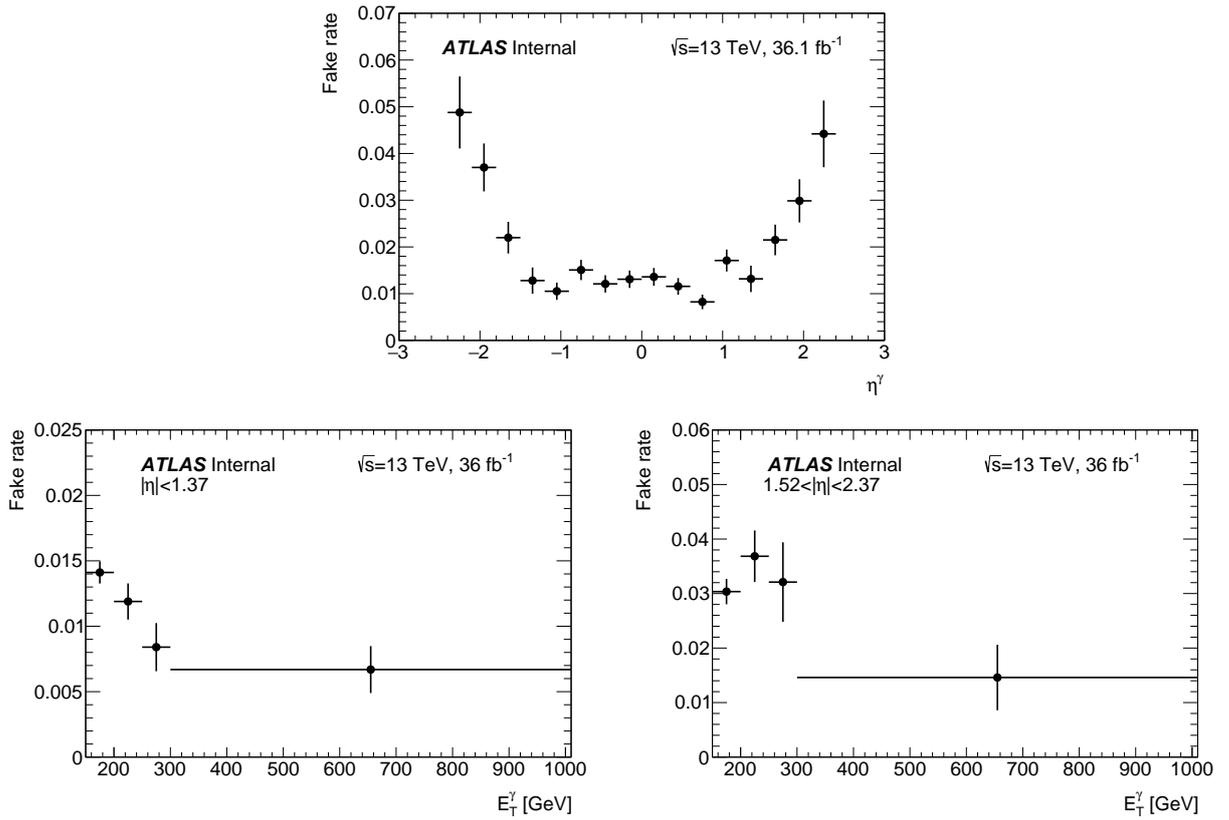


Рис. 3.3.6. Зависимость частоты неверной идентификации от  $\eta$  (вверху) и от  $p_T$  для центральной (внизу слева) и передней (внизу справа) областей по  $\eta$ . Частота рассчитана без вычитания фона в области под  $Z$  пиком.

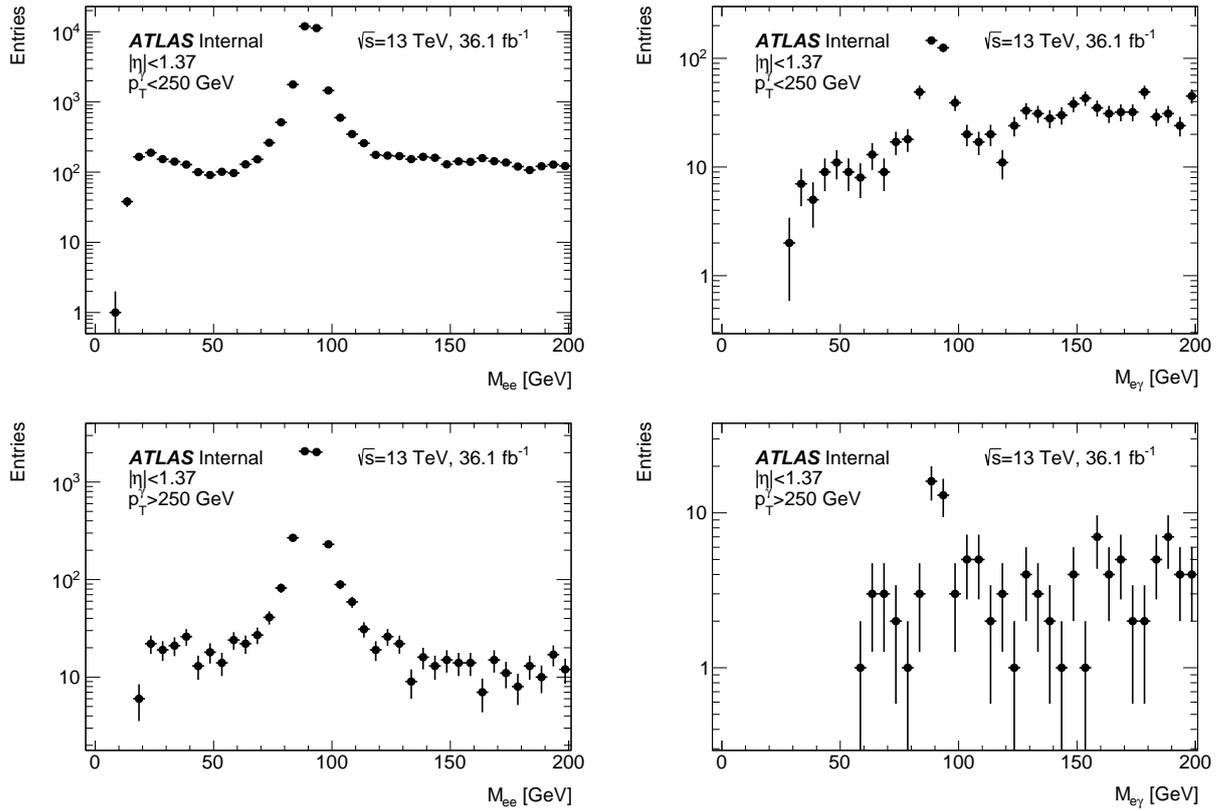


Рис. 3.3.7. Распределения по инвариантной массе  $e$ - $e$  (слева) и  $e$ - $\gamma$  (справа) пар. Верхние распределения выполнены для проб-частицы в центральной области ( $|\eta| < 1.37$ ) и для малых  $p_T$  ( $150 < p_T < 250$  ГэВ), нижние - для центральной области с высоким  $p_T$  ( $p_T > 250$  ГэВ).

областях ( $M_Z - 40$  GeV,  $M_Z - 20$  GeV) & ( $M_Z + 20$  GeV,  $M_Z + 40$  GeV), где распределения линейны.

Источники систематической погрешности оценки частоты  $e \rightarrow \gamma$

Было найдено 4 компоненты систематической погрешности на частоту  $e \rightarrow \gamma$  (перечислены в порядке возрастания их величины относительно значение частоты  $e \rightarrow \gamma$ ):

- От выбора области, которая используется для оценки фоновых событий под  $Z$  пиком. Наибольшая разница в оценке частоты  $e \rightarrow \gamma$  при вариации ширины этой области используется как систематическая погрешность (варьируется от 0.6% до 3.2% в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ ).

Частота $e \rightarrow \gamma$		
	$150 < E_T^\gamma < 250 \text{ GeV}$	$E_T^\gamma > 250 \text{ GeV}$
$0 <  \eta  < 1.37$	$0.0112 \pm 0.0008 \pm 0.0015$	$0.0063 \pm 0.0014 \pm 0.0014$
$1.52 <  \eta  < 2.37$	$0.0271 \pm 0.0020 \pm 0.0070$	

Таблица 3.4. Частота неверной идентификации электрона как фотона, полученная в данных в областях, разделенных по  $E_T$  и  $\eta$  фотона. Первая погрешность - статистическая, вторая - систематическая.

- От выбора ширины массового окна вокруг  $Z$  пика, в котором оценивается частота. Оценивается как разница в частоте  $e \rightarrow \gamma$  при использовании ширины окна 20 и 10 ГэВ вокруг  $Z$  пика. Расчет производился в  $Z(ee)$  МК, чтобы избежать вклада от вычитания фонаовых событий (варьируется от 2.8% до 6.5% в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ ).
- От сравнения с «истинной» частотой неверной идентификации в  $Z(ee)$  МК. За систематическую погрешность взята разница между «истинной» частотой, и частотой, полученной методом таг-и-проб в  $Z(ee)$  МК (варьируется от 2.7% до 10.7% в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ ).
- Т.к. наибольшее число неверных идентификаций происходит от процесса  $W(\rightarrow e\nu)$ , разница между «истинной» частотой в  $W(e\nu)$  и  $Z(ee)$  МК также использовалась как систематическая погрешность варьируется от 6.8% до 25.9% в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$ ).

Оценка «истинной» частоты  $e \rightarrow \gamma$  в Монте-Карло

«Истинная» частота  $e \rightarrow \gamma$  в  $Z(ee)$  МК была рассчитана как отношение событий с таг-и-проб парами  $e - \gamma$  к числу событий с  $e - e$  парами, в которых каждая из частиц проверена с помощью MCTruthClassifier как было описано выше в секции 3.3.1.

«Истинная» частота  $e \rightarrow \gamma$  в  $W(e\nu)$  МК оценивается как отношение числа событий с неверно идентифицированными фотонами у общему числу событий с электронами следующим образом:

Частота $e \rightarrow \gamma$		
	$150 < E_T^\gamma < 250 \text{ GeV}$	$E_T^\gamma > 250 \text{ GeV}$
$0 <  \eta  < 1.37$	$0.0112 \pm 0.0008 \pm 0.0015$	$0.0063 \pm 0.0014 \pm 0.0014$
$1.52 <  \eta  < 2.37$	$0.0271 \pm 0.0020 \pm 0.0070$	

Таблица 3.5. Частота неверной идентификации электрона как фотона, полученная в данных в областях, разделенных по  $E_T$  и  $\eta$  фотона. Первая погрешность - статистическая, вторая - систематическая.

- Для числителя используются события отобранные в расширенной сигнальной области (без отбора на значимость  $E_T^{miss}$  и на  $\Delta\phi$ ). Затем из этих событий отбираются неверно идентифицированные фотоны, которые проверяются с помощью MCTruthClassifier, тем же способом, что и для оценки «истинной» частоты в  $Z(ee)$  МК.
- В знаменателе события отбираются аналогичным образом, однако, вместо фотона выбирается проб электрон с  $p_T > 150 \text{ ГэВ}$ . Проверка с помощью MCTruthClassifier здесь не применяется.

«Истинная» частота в  $Z(ee)$  и  $W(e\nu)$  МК оценивается в тех же трёх областях по  $\eta$  и  $p_T$  как и в данных.

Общая систематическая погрешность на частоту  $e \rightarrow \gamma$  и результаты

Все систематические погрешности описанные в секции 3.3.1 суммируются в квадратуре. Результирующие значения частоты неверной идентификации электрона как фотона могут быть найдены в таблице 3.5. Первая погрешность - статистическая, вторая - систематическая. Систематическая погрешность на частоту  $e \rightarrow \gamma$  не превышает 26%.

### 3.3.2 Оценка фонового процесса, связанного с неверной идентификацией $e \rightarrow \gamma$

Для оценки фона от неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$  производится построение контрольной области с проб электроном (е-проб КО) в данных:

Event yield	di-jet	Zjet	$l^+l^-\gamma$	$jet \rightarrow p_T^{miss}$	$W\gamma$	$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	data
exclusive	0	$345 \pm 8$	$0.4 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.9$	$10 \pm 2$	$28.9 \pm 0.5$	$17281 \pm 131$
inclusive	$4.38 \pm 1.13$	$603 \pm 33$	$0.8 \pm 0.2$	$17 \pm 3$	$21 \pm 3$	$40.5 \pm 0.6$	$22066 \pm 149$

Таблица 3.6. Выход событий для каждого из источников фона, сигнала и данных в контрольной области с проб-элеткроном. Указанные ошибки - статистические.

события должны пройти все отборы сигнальной области, в которых вместо фотона выбирается проб электрон. Выходы событий из разных источников в этой контрольной области показаны в таблице 3.6. Кинематические распределения в е-проб КО представлены на рис. 3.3.8. Таблица 3.6 показывает вклады всех процессов кроме  $e \rightarrow \gamma$  и общее число событий в данных для е-проб КО. Чистота е-проб КО определяется как доля данных, не загрязненная процессами, перечисленными в таблице 3.6. Она насчитывает 97% для инклюзивной сигнальной области (в присутствии любого числа адронных струй в событии) и 98% для эксклюзивной (в отсутствии адронных струй в событии). Соответственно 3% (для эксклюзивного 2%) рассматриваются как дополнительная систематическая погрешность, чтобы учесть загрязненность е-проб КО. Затем полученный выход событий в данных нормируется на соответствующую частоту  $e \rightarrow \gamma$  для трех областей по  $p_T$  и  $\eta$ . Для дифференциальных распределений используется форма в е-проб КО из данных и нормируется на итоговое число фоновых событий от неверной идентификации  $e \rightarrow \gamma$ . Итоговое число фоновых событий от неверной идентификации электрона как фотона в сигнальной области составляет  $320 \pm 15 \pm 45$  для инклюзивного и  $254 \pm 12 \pm 35$  для эксклюзивного случаев. Первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая. Общая систематическая погрешность не превышает 14%.

### 3.3.3 Оптимизация метода для данных всего второго сеанса работы БАК

Одним из существенных изменений в отборе событий фона стал выбор «жесткого» идентификационного критерия для таг-и-проб электронов.

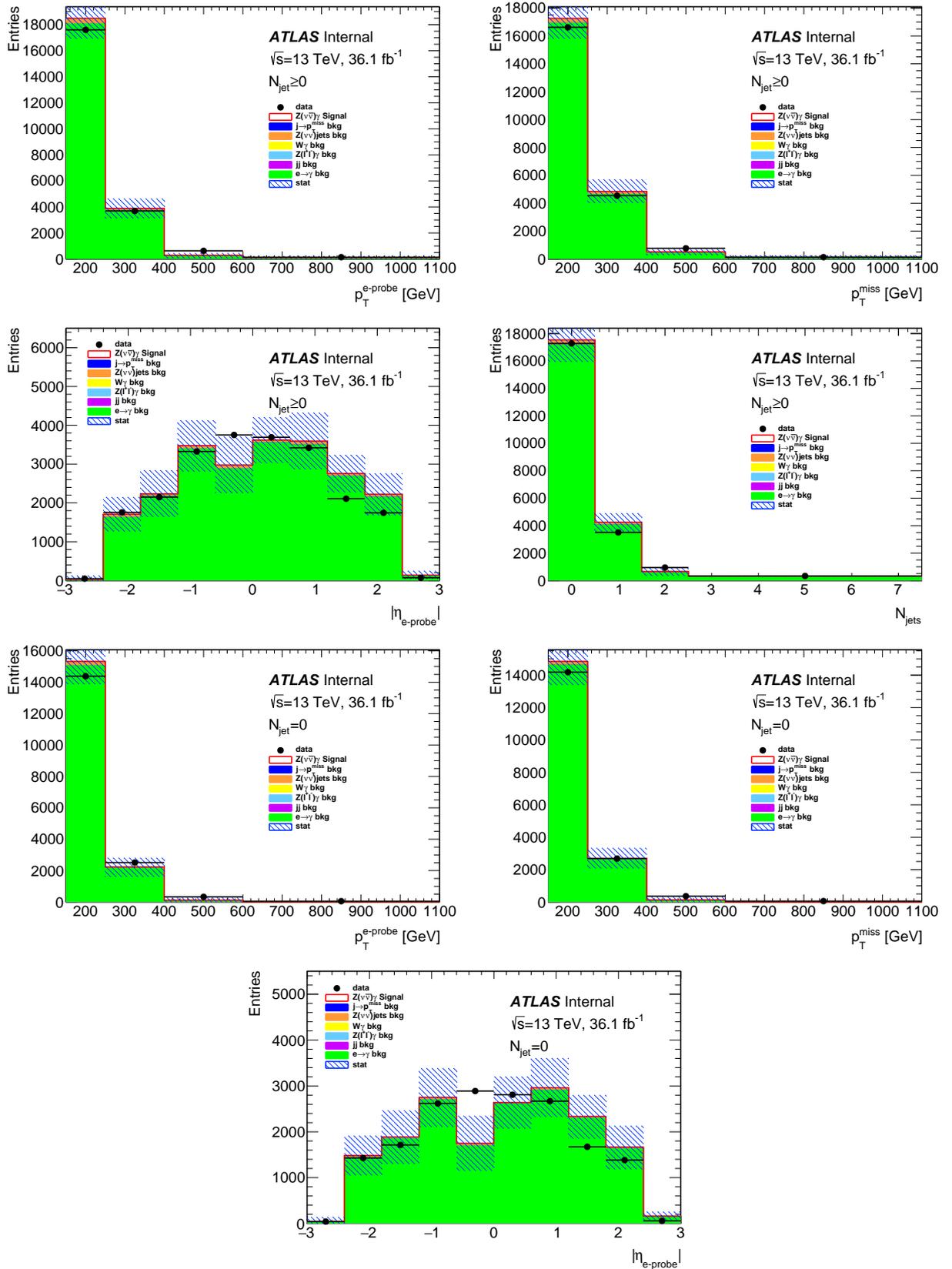


Рис. 3.3.8. Кинематические распределения в  $e$ -проб КО. Сверху – распределения для инклюзивного  $\Phi O$ , внизу – для эксклюзивного  $\Phi O$ .  $e \rightarrow \gamma$  включает процессы  $W(\rightarrow e\nu)$ ,  $t\bar{t}$  и моно- $t$ . Штриховкой обозначена сумма в квадратурах всех статистических погрешностей МК-предсказаний. Черными маркерами – данные.

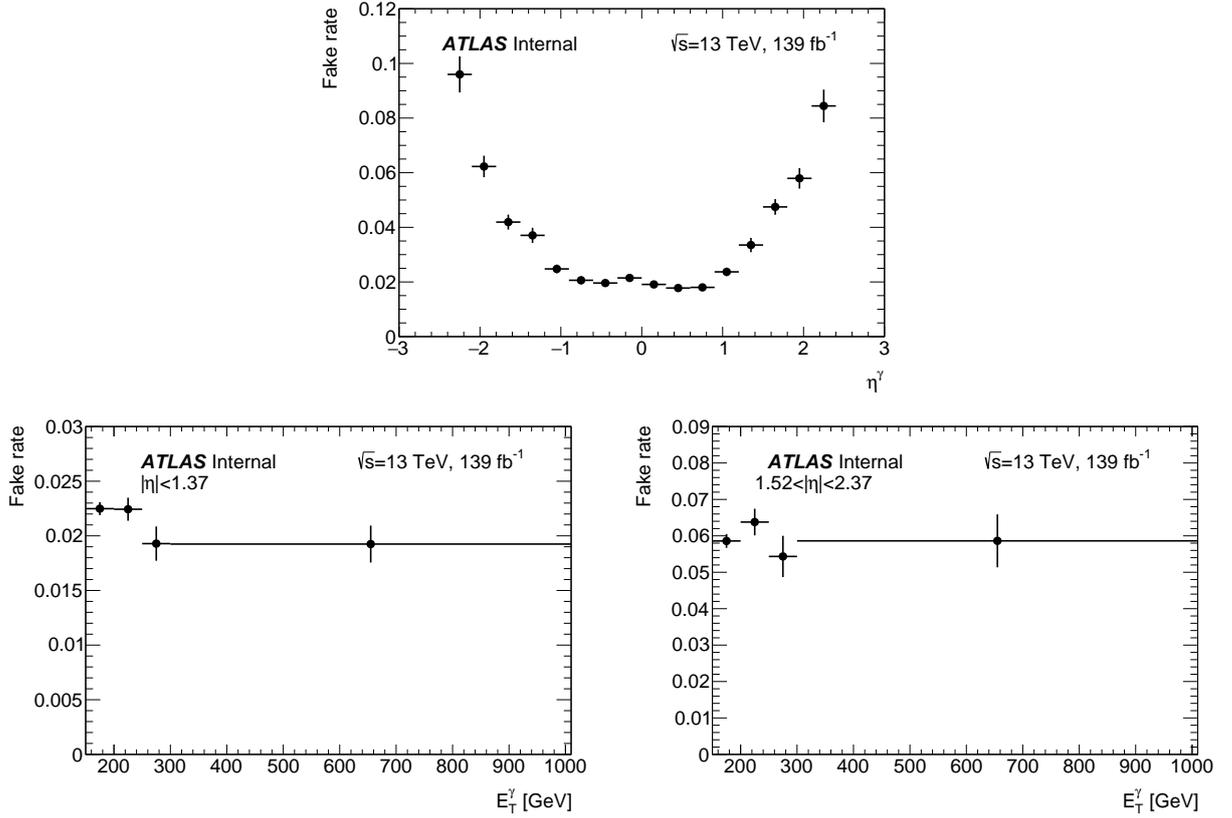


Рис. 3.3.9. Зависимости частоты неверной идентификации электрона как фотона от  $\eta$  (сверху) и  $p_T$  (внизу) без вычитания комбинаторного фона для данных всего II сеанса работы БАК.

Данное решение было принято для получения наибольшего соответствия в идентификации проб фотона и электрона.

Значительных изменений в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$  не наблюдалось (см рис. 3.3.9) и увеличение статистики, к сожалению не позволило сделать более узкие области для оценки частоты, поэтому деление на области оценки частоты осталось прежним.

С увеличением статистики стало очевидно, что линейное приближение для формы фоновых событий под  $Z$  пиком больше не подходит, и нужно производить фитирование распределений. Как можно увидеть на рис. 3.3.10 распределения по инвариантной массе  $e$ - $e$  и  $e$ - $\gamma$  таг-и-проб пар имеют разную форму в области за пределами  $Z$  пика, поэтому для оценки числа фоновых событий в массовом окне вокруг  $Z$  бозона использовались разные виды фитирования.

Спектры по инвариантной массе  $e$ - $e$  пар фитируются отдельно с левой

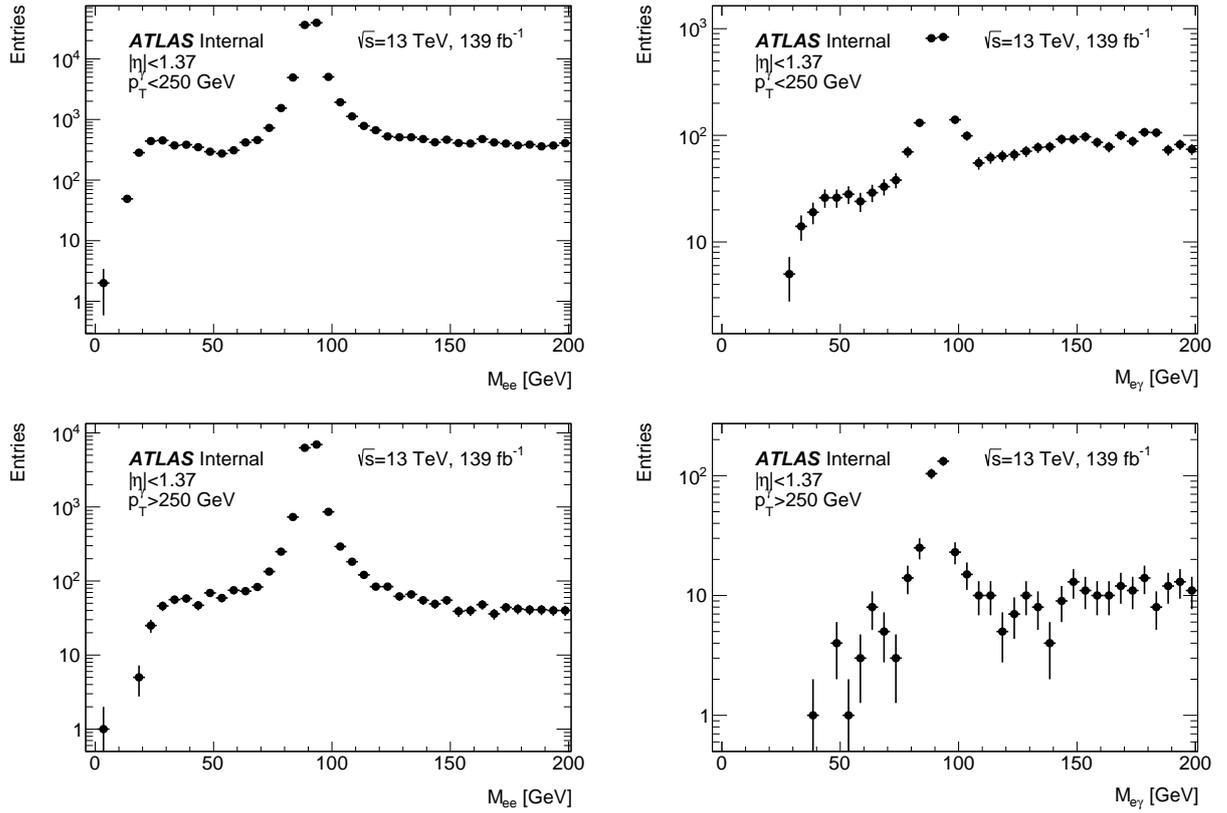


Рис. 3.3.10. Распределения по инвариантной массе  $e$ - $e$  (слева) и  $e$ - $\gamma$  (справа) пар для данных всего II сеанса работы БАК. Верхние распределения выполнены для проб-частицы в центральной области ( $|\eta| < 1.37$ ) и для малых  $p_T$  ( $150 < p_T < 250$  ГэВ), нижние - для центральной области с высоким  $p_T$  ( $p_T > 250$  ГэВ).

и с правой стороны пика. Диапазоны (30, 60) ГэВ и (120, 200) ГэВ были выбраны, чтобы избежать деформации в начале спектра вызванной эффективностью накладываемых на электроны отборов, отступ от массового окна необходим для того чтобы не захватывать события из пика. Использована экспоненциальная функция с 2 параметрами  $f(x) = \exp(p_0 + p_1 \cdot x)$ , т.к. она показывала лучший результат, чем полиномы.

Результаты представлены на рис. 3.3.11 слева.

Затем проводилась экстраполяция фитирующих функций в область Z пика ( $M_Z - 10, M_Z + 10$ ) ГэВ и вычислялись интегралы от обеих функций в этой области. Т.о. была получена оценка максимального и минимального числа фоновых событий:  $N_{max}^{bkg}$  and  $N_{min}^{bkg}$ . Их среднее значение использовано для расчета номинального значения частоты  $e \rightarrow \gamma$ . Значения  $N_{max}^{bkg}$  и  $N_{min}^{bkg}$  были использованы как вариации для оценки систематической погрешности от вычитания фоновых событий в области Z пика.

Спектры  $e\text{-}\gamma$  пар были фитированы одновременно слева и справа от Z пика одной и той же экспоненциальной функцией с тремя параметрами:  $f(x) = \exp(p_0 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot x^2)$ . Диапазон фитирования (25, 70) ГэВ и (110, 200) ГэВ был расширен по сравнению с  $e\text{-}e$  парами, для максимального использования статистики.

Результаты приведены на рис. 3.3.11 справа.

Экстраполяция фитирующей функции в область массового окна ( $M_Z - 10, M_Z + 10$ ) ГэВ и её интеграл в этой области дают оценку числа фоновых событий под Z пиком, которое используется при расчете номинального значения частоты  $e \rightarrow \gamma$ . Для оценки систематической погрешности проводилась вариация полученных параметров фитирующей функции на их статистические погрешности поочередно.

Наибольшие отклонения частоты от центрального значения при вариациях в  $e\text{-}e$  и  $e\text{-}\gamma$  суммируются в квадратурах. Итоговое число используется как систематическая погрешность на вычитание фоновых событий.

Также были переосмыслены методы оценки систематических погрешностей. Например, было выяснено, что разница между «истинной» частотой в  $W(e\nu)$  и  $Z(ee)$  МК связана в большей степени с различием кинематики данных процессов и со статистической погрешностью, а не с системати-

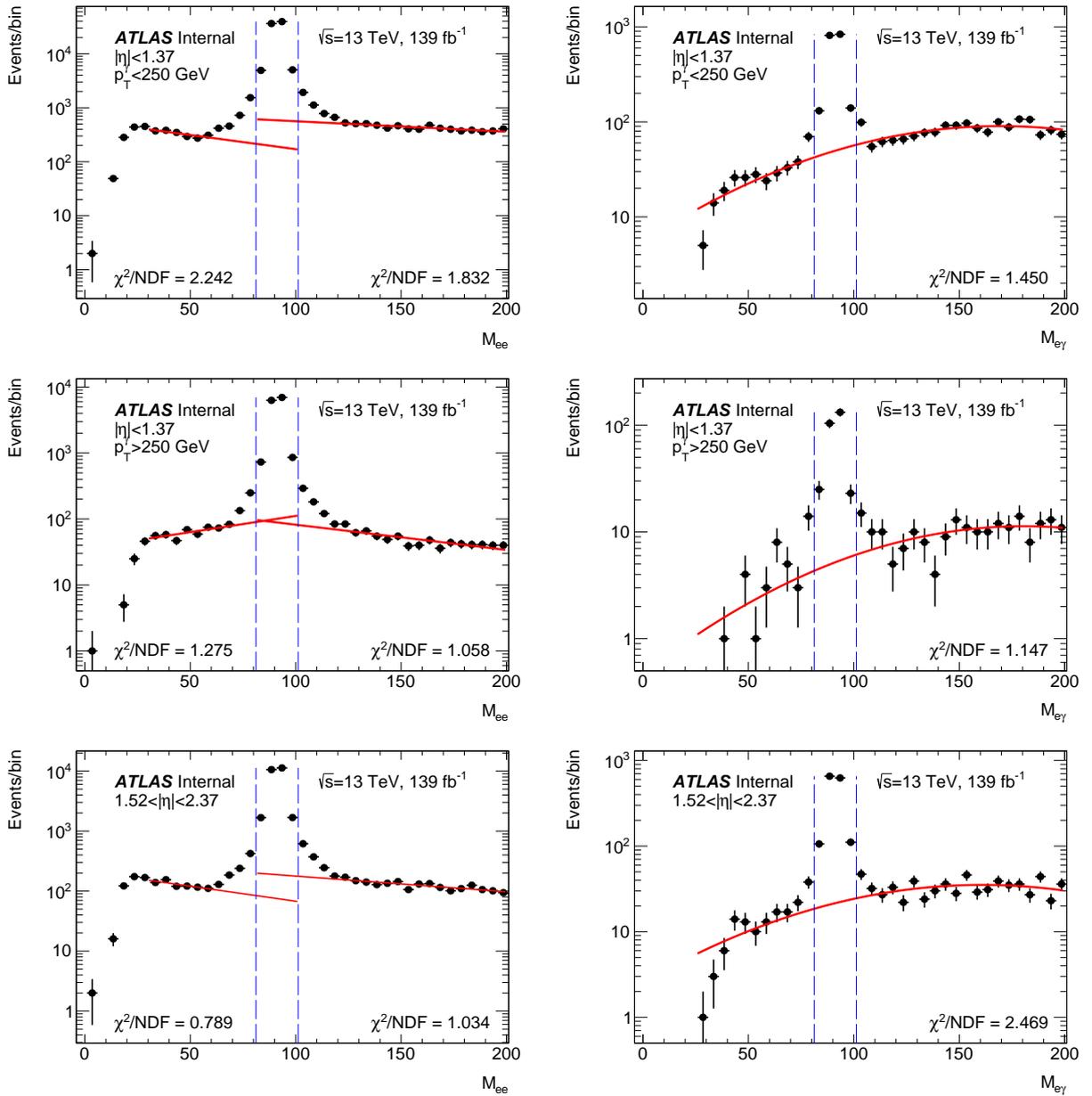


Рис. 3.3.11. Фитирование комбинаторного фона слева и справа от пика и экстраполяция в область под  $Z$  пиком.  $ee$ -пары – слева,  $e\gamma$ -пары справа. Сверху – центральная область, мылые  $p_T$ , в середине - центральная область, высокие  $p_T$ , внизу - передняя область. Данные всего II сеанса работы БАК.

Частота $e \rightarrow \gamma$	$150 < E_T^\gamma < 250 \text{ GeV}$	$E_T^\gamma > 250 \text{ GeV}$	$1.52 <  \eta  < 2.37$
	$0 <  \eta  < 1.37$	$0 <  \eta  < 1.37$	
$Z(ee)$ МК, метод таг-и-проб	$0.0182 \pm 0.0003$	$0.0175 \pm 0.0005$	$0.0542 \pm 0.0010$
$Z(ee)$ МК, вариация массового окна	$0.0181 \pm 0.0003$	$0.0176 \pm 0.0005$	$0.0545 \pm 0.0010$
$Z(ee)$ МК, «истинная» частота	$0.018 \pm 0.002$	$0.020 \pm 0.002$	$0.059 \pm 0.004$
$W(e\nu)$ МК, «истинная» частота	$0.023 \pm 0.003$	$0.020 \pm 0.003$	$0.067 \pm 0.012$

Таблица 3.7. Частоты неверной идентификации электрона как фотона в МК.

систематическая погрешность	$150 < E_T^\gamma < 250 \text{ GeV}$	$E_T^\gamma > 250 \text{ GeV}$	$1.52 <  \eta  < 2.37$
	$0 <  \eta  < 1.37$	$0 <  \eta  < 1.37$	
от вариации массового окна:	0.4%	0.3%	0.6%
из разницы между таг-и-проб и «истинной» частотой:	3.1%	13.4%	8.7%
от вариации фитирования фона	3.7%	10.8%	3.3%
Суммарная погрешность:	4.8%	17.2%	9.3%

Таблица 3.8. Компоненты систематической ошибки на частота неверной идентификации электрона как фотона.

ческой погрешностью метода, поэтому данная разница в настоящее время не учитывается. Оценки частоты в Монте-Карло приведены в таблице 3.7. Результирующие компоненты систематических погрешностей показаны в таблице 3.8.

Результаты оценки частоты неверной идентификации для всего набора данных 2015-2018 гг. представлены в таблице 3.9. Можно отметить возрастание частоты неверной идентификации по сравнению с данными 2015-2016 гг. Это связано с тем, что для набора данных 2015-2018 гг была изменена версия программного обеспечения, используемая для реконструкции объектов с 20.7 на 21. На ряду с другими позитивными изменениями была модифицирована реконструкция конверсионных фотонов, что, к сожалению, негативно сказалось на частоте  $e \rightarrow \gamma$ . На рис. 3.3.12 проиллюстрирован результат изменения версии ПО для конверсионных и неонверсионных фотонов на общем наборе данных  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ .

частота $e \rightarrow \gamma$		
	$150 < E_T^\gamma < 250 \text{ GeV}$	$E_T^\gamma > 250 \text{ GeV}$
$0 <  \eta  < 1.37$	$0.0205 \pm 0.0005 \pm 0.0010$	$0.0183 \pm 0.0012 \pm 0.0032$
$1.52 <  \eta  < 2.37$	$0.0571 \pm 0.0016 \pm 0.0053$	

Таблица 3.9. Частота неверной идентификации электрона как фотона в областях, разделенных по  $E_T$  и  $\eta$  фотона. Первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая.

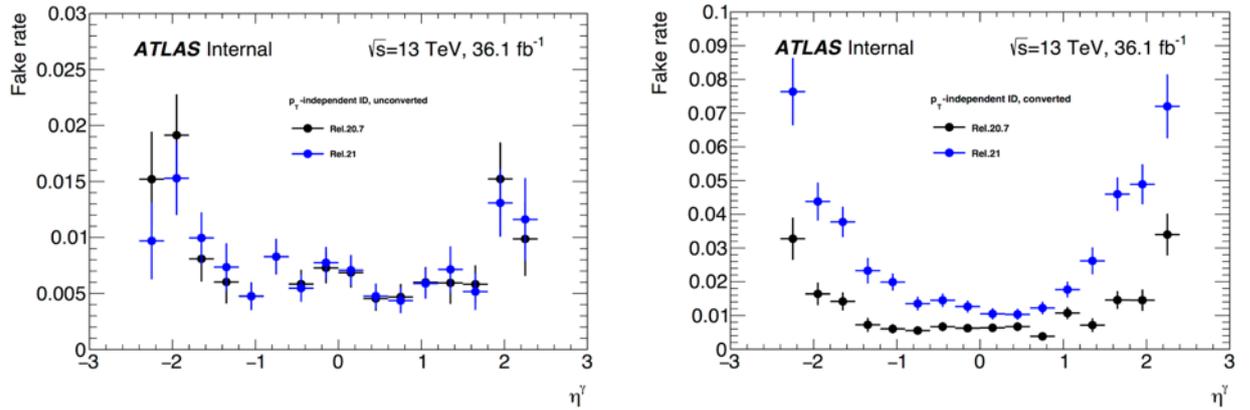


Рис. 3.3.12. Сравнение частоты  $e \rightarrow \gamma$  в зависимости от псевдобыстроты для неконверсионных (слева) и конверсионных фотонов (справа) для версии ПО 20.7 (черным) и 21 (синим).

## Глава 4

# Результаты и их интерпретация

### 4.1 Результаты оценки фоновых процессов

Результаты оценки фоновых процессов, ожидаемое и наблюдаемое число событий в данных в сигнальной области для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  представлены в таблице 4.1. Итоговые оценки для процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  ЕWK в данной работе не приведены, т.к. на момент написания работы не опубликованы.

### 4.2 Результаты измерения интегрального сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и сравнение с теоретическим предсказанием

Для измерения сечения и сравнения его с теоритическим предсказанием необходимо было определить на генераторном уровне область фазового объема (ФО), соответствующую кинематическим отборам, описанным в секции 2.5. Её описание представлено в таблице 4.2 Помимо этого была проведена экстраполяция этой области, учитывающая потерю ФО на переходную область калориметра, угловые расстояния между частицами и значимость  $E_T^{miss}$ , введенные для подавления фоновых процессов. Итоговое определение ФО для измерения сечения представлено в таблице 4.3. Расширение ФО учтено в дополнительном факторе  $A$  при расчете сечения.

	$N_{\text{струи}} \geq 0$	$N_{\text{струи}} = 0$
$N^{W\gamma}$	$646 \pm 39 \pm 60$	$356 \pm 22 \pm 33$
$N^{\gamma+\text{струя}}$	$409 \pm 18 \pm 108$	$219 \pm 10 \pm 58$
$N^{e\rightarrow\gamma}$	$320 \pm 15 \pm 45$	$254 \pm 12 \pm 35$
$N^{\text{струя}\rightarrow\gamma}$	$169 \pm 25 \pm 48$	$143 \pm 22 \pm 41$
$N^{Z(l)\gamma}$	$40 \pm 3 \pm 3$	$26 \pm 3 \pm 2$
$N_{\text{общее}}^{\text{фон.}}$	$1584 \pm 52 \pm 140$	$998 \pm 35 \pm 86$
$N^{\text{сигнал}}(\text{ожд.})$	$2328 \pm 4 \pm 135$	$1710 \pm 4 \pm 91$
$N_{\text{общее}}^{\text{ожд.}}$	$3912 \pm 52 \pm 194$	$2708 \pm 35 \pm 125$
$N^{\text{данных}}(\text{набл.})$	3812	2599

Таблица 4.1. Выходы ожидаемых и наблюдаемых событий, прошедших отборы сигнальной области для инклюзивного ( $N_{\text{струи}} \geq 0$ ) и эксклюзивного ( $N_{\text{струи}} = 0$ ) случая. Первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая.

Сечение было рассчитано как

$$\sigma_{pp\rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \frac{N_{Z\gamma}^{\text{sig}}}{A_{Z\gamma} \cdot C_{Z\gamma} \cdot \int \mathcal{L} dt}, \quad (4.1)$$

где  $N_{Z\gamma}^{\text{sig}}$  – число наблюдаемых событий в данных, прошедших отборы сигнальной области, за вычетом всех фоновых процессов.  $C_{Z\gamma}$  – число реконструированных событий в МК в сигнальной области, деленное на число событий на генераторном уровне в соответствующем ФО.  $A_{Z\gamma}$  – число событий на генераторном уровне в фазовом объеме, соответствующему сигнальной области, деленное на число событий на генераторном уровне в расширенном ФО.  $\int \mathcal{L} dt$  – интегральная светимость. Коррекционные факторы  $C_{Z\gamma}$  и  $A_{Z\gamma}$  были оценены с использованием сигнального МК  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ , их значения представлены в таблице 4.4.

Измерение сечения было проведено с помощью пакета **HistFactory** [32] и **Profile Likelihood Calculator** входящего в **Roostats** методом минимизации отрицательного логарифма правдоподобия с учетом всех систематических погрешностей, как экспериментальных, так и погрешностей оценки фоновых процессов.

Категория	Отбор
Фотон	$E_T^\gamma > 150$ ГэВ $ \eta  < 2.37$ исключая $1.37 <  \eta  < 1.52$
Струи	$ \eta  < 4.5$ $p_T > 50$ ГэВ $\Delta R(\text{струя}, \ell, \gamma) > 0.3$
Лептон	$N_l = 0$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 150$ ГэВ
События	$p_T^{\nu\bar{\nu}}$ significance $> 10.5$ $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > \pi/2$

Таблица 4.2. Определение ФО сигнальной области.  $p_T^{\nu\bar{\nu}}$  – поперечный импульс Z бозона, распадающегося на нейтрино и антинейтрино.  $N_l$  число восстановленных лептонов в событии.

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

Таблица 4.3. Определение расширенного ФО.  $p_T^{\nu\bar{\nu}}$  – поперечный импульс Z бозона, распадающегося на нейтрино и антинейтрино.

	$N_{\text{струй}} \geq 0$	$N_{\text{струй}} = 0$
$A_{Z\gamma}$	$0.8159 \pm 0.0006 \pm 0.0289$	$0.9520 \pm 0.0004 \pm 0.0260$
$C_{Z\gamma}$	$0.9039 \pm 0.0005 \pm 0.0312$	$0.8894 \pm 0.0006 \pm 0.0366$

Таблица 4.4. Коррекционные факторы  $C_{Z\gamma}$  и  $A_{Z\gamma}$  для измерения сечения  $Z\gamma$ , где первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая.

## Систематические погрешности

Систематические погрешности на  $A_{Z\gamma}$  были оценены из вариаций функций распределений партонов (ФРП), значения  $\alpha_S$ , масштабов перенормировки и факторизации (КХД масштабы), настроек МК для адронных ливней и мультипартонных взаимодействий. Итоговая систематическая погрешность на него составляет 2.7% и 3.5% для инклюзивного и эксклюзивного случаев соответственно.

Систематические погрешности на  $C_{Z\gamma}$  фактор включают погрешности на эффективность триггера, реконструкцию и идентификацию частиц, погрешности на измерения масштабов энергии, импульса и разрешения объектов конечного состояния. Дополнительные погрешности обусловлены моделированием спектров частиц и сопутствующих столкновений протонов. Погрешности моделирования спектра оцениваются вариацией ФРП и масштабов КХД также как для  $A_{Z\gamma}$ . Некоторые из компонент систематических погрешностей нелинейно зависят от  $p_T^\gamma$ ,  $E_T^{miss}$  и  $N_{струи}$ , в этом случае зависимости были учтены при расчете дифференциальных сечений. Общая погрешность на  $C_{Z\gamma}$  составляет 3.5% для инклюзивного случая и 4.2% для эксклюзивного.

## Сравнение с теоретическим предсказанием

Теоретическое предсказание сечения процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  было получено в генераторе MCFM [33] с учетом поправок КХД второго рода (NNLO) и поправок КЭД первого рода и всех теоритических погрешностей, описание которых выходит за рамки данной квалификационной работы. Результаты сравнения измеренного и предсказанного сечений представлены в таблице 4.5

## 4.3 Результаты измерения дифференциального сечения процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

Дифференциальные измерения сечения были проведены для трех переменных: поперечной энергии фотона ( $E_T^\gamma$ ), недостающему поперечному

$\sigma$ [фб]	$\sigma$ [фб]
Измерение	предсказание NNLO MCFM
$N_{\text{струи}} \geq 0$	
$83.7^{+3.6}_{-3.5}(\text{stat.})^{+6.9}_{-6.2}(\text{sys.})^{+1.7}_{-2.0}$ (светимость)	$78.1 \pm 0.2 \pm 4.4$
$N_{\text{струи}} = 0$	
$52.4^{+2.4}_{-2.3}(\text{stat.})^{+4.0}_{-3.6}(\text{sys.})^{+1.2}_{-1.1}$ (светимость)	$55.9 \pm 0.1 \pm 2.5$

Таблица 4.5. Измеренные сечения при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и теоретические предсказания генератора MCFM (NNLO) в расширенном ФО.

импульсу ( $E_T^{\text{miss}}$ ) и множественности струй в расширенном ФО. Для этого было необходимо инвертировать экспериментальные эффекты связанные с покрытием детектора, разрешением и эффективностью реконструкции. Для этого использовался итерративный метод Байеса реализованный с помощью пакета RooUnfold [34]. Результаты представлены на рис. 4.3.1–4.3.5

## 4.4 Оценка пределов на параметры аномальных трех-бозонных вершин

В данной работе проводился также поиск отклонений от Стандартной Модели, через поиск аномальных бозонных вершин, которые запрещены в СМ на древесном уровне и могут быть реализованы только через треугольные петли. При явления за рамками СМ могут давать вклад в такие петли и т.о. вызывать превышения относительно предсказаний в интегральном и дифференциальных сечениях. Причем вклад такой новой физики ожидаемо должен возрастать с энергией в СЦИ, поэтому для измерения пределов применялся отбор  $p_T^\gamma > 600$  ГэВ. На момент написания работы существовало два подхода для параметризации аномальных бозонных вершин: методом вершинных функций (ВФ) [35] и эффективной теории поля (ЭТП) [36]. При этом коэффициенты этих параметризаций можно связать между собой. По этой причине измерение параметров аномальных вершин

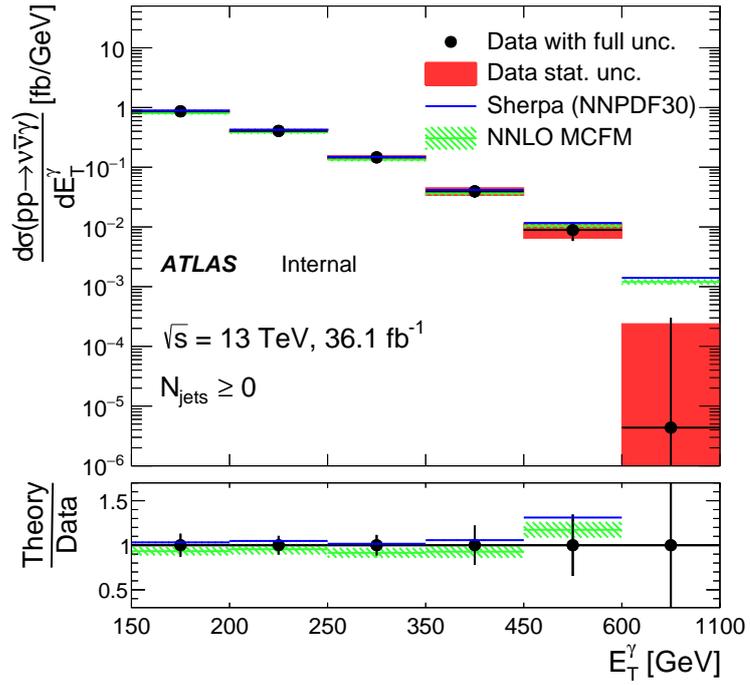


Рис. 4.3.1. Измеренное дифференциальное сечение по  $E_T^\gamma$  в процессе  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  для инклюзивного случая ( $N_{\text{струи}} \geq 0$ ) в расширенном  $\Phi\text{O}$ .

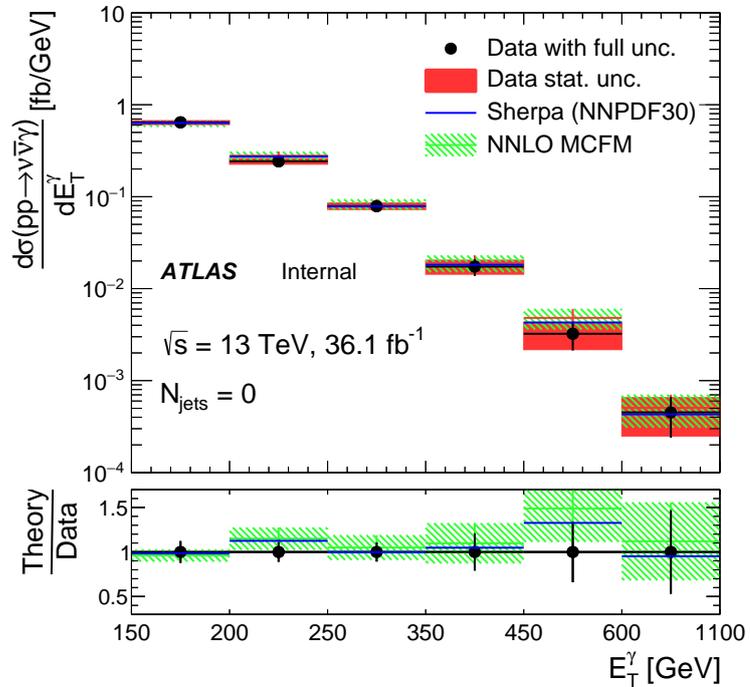


Рис. 4.3.2. Измеренное дифференциальное сечение по  $E_T^\gamma$  в процессе  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  для эксклюзивного случая ( $N_{\text{струи}} = 0$ ) в расширенном  $\Phi\text{O}$ .

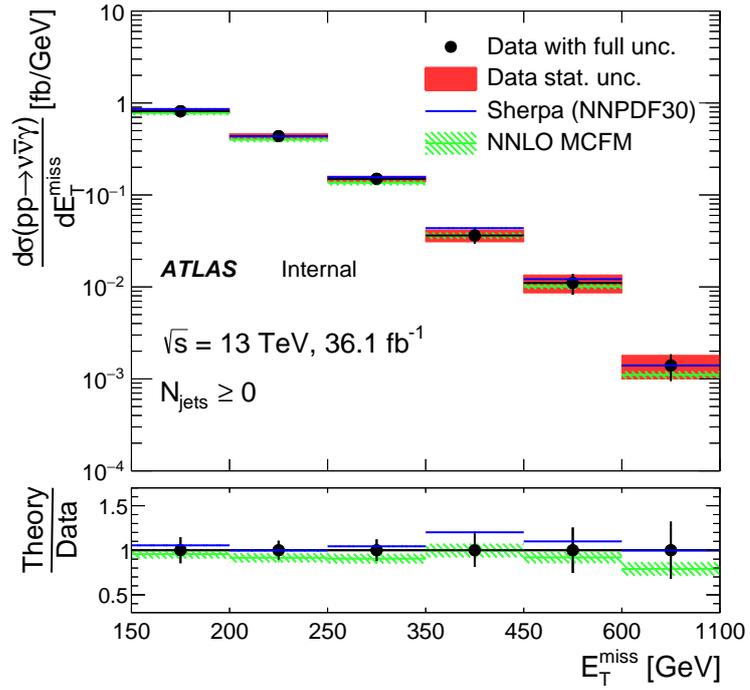


Рис. 4.3.3. Измеренное дифференциальное сечение по  $E_T^{miss}$  в процессе  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  для инклюзивного случая ( $N_{\text{струи}} \geq 0$ ) в расширенном  $\Phi\text{O}$ .

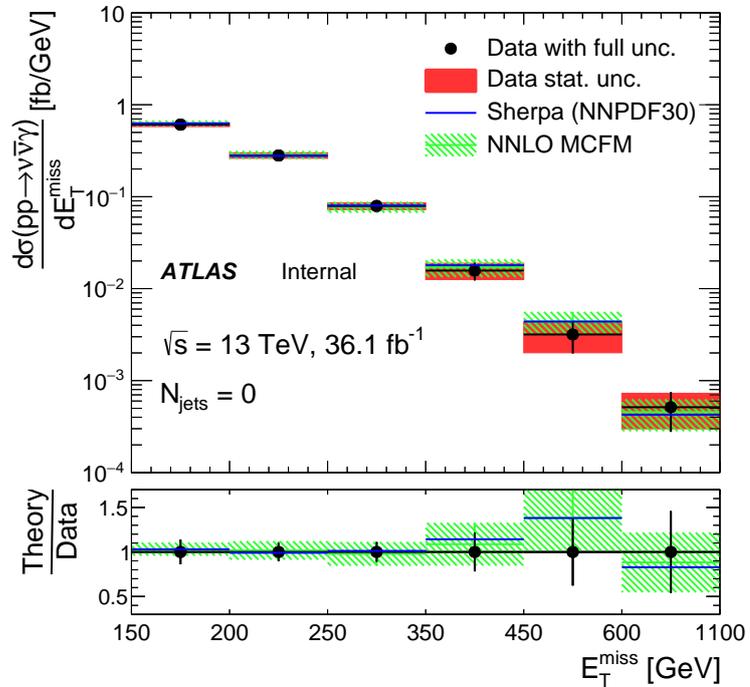


Рис. 4.3.4. Измеренное дифференциальное сечение по  $E_T^{miss}$  в процессе  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  для эксклюзивного случая ( $N_{\text{струи}} == 0$ ) в расширенном  $\Phi\text{O}$ .

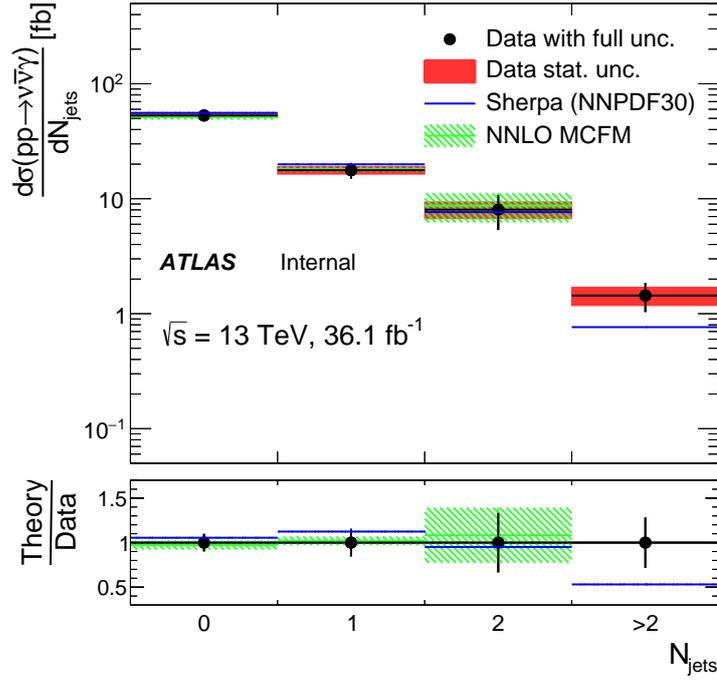


Рис. 4.3.5. Измеренное дифференциальное сечение по  $N_{\text{струи}}$  в процессе  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  в расширенном  $\Phi\text{O}$ .

проводилось в подходе вершинных функций и затем они были пересчитаны в соответствующие параметры из подхода эффективной теории поля. Для получения пределов использовалась двумерная параметризация сечения в зависимости от параметров аномальных вершин, полученная с помощью генератора MCFM:

$$\sigma_{Z\gamma}^{aTGC} = p_0 + p_1 * h_3^V + p_2 * h_4^V + p_3 * (h_3^V)^2 + p_4 * h_3^V h_4^V + p_5 * (h_4^V)^2 \text{ и} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{Z\gamma}^{aTGC} = p_0 + p_1 * h_1^Z + p_2 * h_1^\gamma + p_3 * (h_1^Z)^2 + p_4 * h_1^Z h_1^\gamma + p_5 * (h_1^\gamma)^2,$$

где  $h_3^V$  и  $h_4^V$  – параметры аномальных вершин, выбранные для оценки,  $h_1^Z$  и  $h_1^\gamma$  – параметры необходимые для конверсии в параметры ЭТП, не имеют интерференции с  $h_3^V$  и  $h_4^V$ . Переход к реконструируемым событиям осуществлялся как:

$$N_{Z\gamma}^{aTGC}(h_3^Z, h_4^Z) = \sigma_{Z\gamma}^{aTGC} \times C_{Z\gamma} \times A_{Z\gamma} \times \int \mathcal{L} dt. \quad (4.3)$$

Эффективность  $C_{Z\gamma}$  меняется при ненулевых параметрах аномальных вершин, по этой причине были оценены вариации данного коэффициента с

Параметр	Пределы 95% У.Д.	
	Измеренные	Ожидаемые
$h_3^\gamma$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$	$(-4.2 \times 10^{-4}, 4.3 \times 10^{-4})$
$h_3^Z$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$	$(-3.8 \times 10^{-4}, 3.8 \times 10^{-4})$
$h_4^\gamma$	$(-4.4 \times 10^{-7}, 4.3 \times 10^{-7})$	$(-5.1 \times 10^{-7}, 5.0 \times 10^{-7})$
$h_4^Z$	$(-4.5 \times 10^{-7}, 4.4 \times 10^{-7})$	$(-5.3 \times 10^{-7}, 5.1 \times 10^{-7})$
$h_1^\gamma$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$	$(-4.2 \times 10^{-4}, 4.2 \times 10^{-4})$
$h_1^Z$	$(-3.3 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$	$(-3.9 \times 10^{-4}, 3.8 \times 10^{-4})$

Таблица 4.6. Измеренные и ожидаемые пределы на параметры  $h_3^\gamma$ ,  $h_3^Z$ ,  $h_4^\gamma$ ,  $h_4^Z$ ,  $h_1^\gamma$  и  $h_1^Z$ . При предположении, что любое превышение в данных над фонами связано только с  $h_3^V$ ,  $h_4^V$  и  $h_1^V$ . Для каждого из пределов другие параметры полагались равными 0.

помощью генератора **Sherpa**, максимальное отклонение составило  $\approx 7\%$  и использовано как дополнительная систематическая погрешность. Остальные эффективности изменяются очень слабо.

Значения пределов на параметры аномальных вершин как двумерные, так и одномерные, получены методом частотного профиля правдоподобия с помощью программы **TGCLim** [37,38]. Результаты с уровнем достоверности 95% представлены в таблице 4.6. На рис. 4.4.6 показаны двумерные пределы на параметры, между которыми ожидается интерференция. Результаты также были интерпретированы в подходе ЭФТ (см. таблицу 4.7). Ожидаемые пределы получены с использованием данных псевдо-эксперимента вместо реальных данных.

Доказательства существования аномальных вершин в результате измерений не обнаружено.

Параметр	Пределы 95% У.Д.	
	Измеренные [ТэВ <sup>-4</sup> ]	Ожидаемые [ТэВ <sup>-4</sup> ]
$C_{\tilde{B}W}/\Lambda^4$	(-1.1, 1.1)	(-1.3, 1.3)
$C_{BW}/\Lambda^4$	(-0.65, 0.64)	(-0.74, 0.74)
$C_{WW}/\Lambda^4$	(-2.3, 2.3)	(-2.7, 2.7)
$C_{BB}/\Lambda^4$	(-0.24, 0.24)	(-0.28, 0.27)

Таблица 4.7. Измеренные и ожидаемые пределы на параметры ЭТП  $C_{\tilde{B}W}/\Lambda^4$ ,  $C_{BW}/\Lambda^4$ ,  $C_{WW}/\Lambda^4$  и  $C_{BB}/\Lambda^4$ . При предположении, что любое превышение в данных над фонами связано только с  $C_{\tilde{B}W}/\Lambda^4$ ,  $C_{BW}/\Lambda^4$ ,  $C_{WW}/\Lambda^4$  и  $C_{BB}/\Lambda^4$ . Для каждого из пределов другие параметры полагались равными 0.

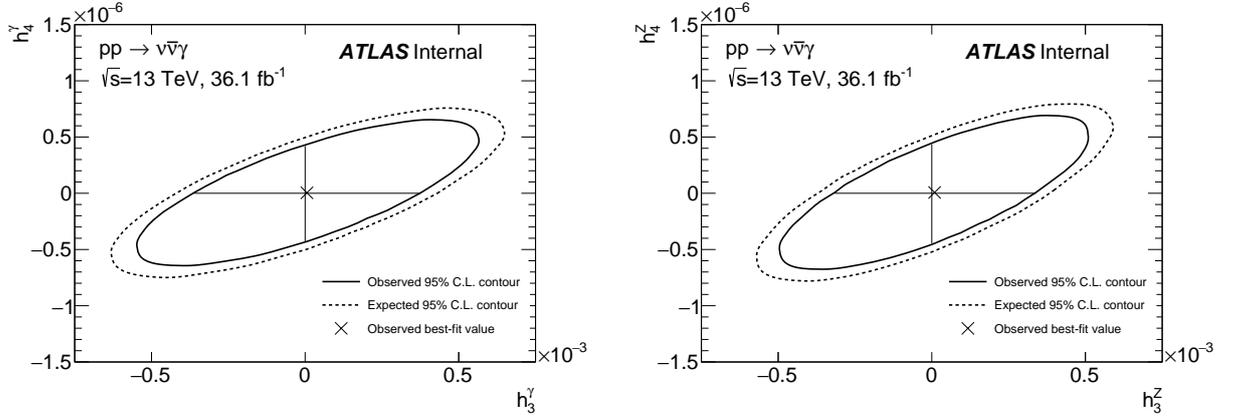


Рис. 4.4.6. Наблюдаемые (сплошная линия) и ожидаемые (прерывистая линия) 95% У.Д. контуры, показанные в двумерной плоскости для пар параметров  $h_3^\gamma$  и  $h_4^\gamma$  (слева),  $h_3^Z$  и  $h_4^Z$  (справа). Горизонтальные и вертикальные линии внутри контуров соответствуют пределу, найденному в одномерном фитировании, эллипсы показывают корреляцию между одномерными фитированиями. В каждом из случаев другие два параметра занулялись.

# Заключение

Целью данного исследования является изучение процессов совместного рождения электронейтральных бозонов Стандартной Модели, в том числе поиск аномальных взаимодействий бозонов и сигнатур физики за рамками Стандартной Модели.

В соответствии с поставленной целью в результате данной работы

1. Разработаны методы оценки фонов из данных с неверной идентификацией объектов (электрона и струи как фотона) для процессов  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$  ЕWK.
2. Впервые измерено интегральное сечение процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на данных 2015-2016 годов при энергии сталкивающихся протонов равной 13 ТэВ и с точностью порядка 10% (ранее 30-50% при 7 ТэВ):
  - для инклюзивного случая ( $N_{\text{струи}} \geq 0$ )  $\sigma = 83.7^{+3.6}_{-3.5}(\text{stat.})^{+6.9}_{-6.2}(\text{sys.})^{+1.7}_{-2.0}$  (светимость) [фб]
  - для эксклюзивного случая ( $N_{\text{струи}} = 0$ )  $\sigma = 52.4^{+2.4}_{-2.3}(\text{stat.})^{+4.0}_{-3.6}(\text{sys.})^{+1.2}_{-1.1}$  (светимость) [фб]что позволило сравнить измеренное сечение с теоретическими предсказаниями, учитывающими поправки КХД второго рода и поправки КЭД первого рода. Результаты совпадают с предсказанием в пределах погрешности.
3. Впервые измерено дифференциальное сечение процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на данных 2015-2016 годов при энергии сталкивающихся протонов равной 13 ТэВ по множественности струй и по поперечному импульсу нейтрино-антинейтринной пары.
4. Впервые поставлены пределы на параметры аномальных трехбозонных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  в формализме Эффективной теории поля

$C_{\tilde{B}W}/\Lambda^4$ ,  $C_{BW}/\Lambda^4$ ,  $C_{WW}/\Lambda^4$  и  $C_{BB}/\Lambda^4$ , которые на момент написания работы остаются наиболее жесткими, установленными на эти параметры.

# Литература

- [1] D. Collaboration, Study of triple-gauge-boson couplings  $ZZZ$ ,  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  at LEP, European Physical Journal C 51 (2007) no. 3, 525 – 542.
- [2] D. Collaboration,  $Z\gamma$  production and limits on anomalous  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  couplings in pp collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, Phys. Rev. D 85 (2012) 052001.
- [3] D. Collaboration, Measurement of the  $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\gamma$  Production Cross Section and Limits on Anomalous  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  Couplings in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 201802.
- [4] C. Collaboration, Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings in  $Z\gamma$  Events from pp Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 051802.
- [5] A. Collaboration, 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 (2013) 112003.
- [6] A. Collaboration, Measurements of  $Z\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector, Phys. Rev. D 93 (2016) 112002.
- [7] C. Collaboration, Measurement of the production cross section for  $Z\gamma \rightarrow \nu\nu\gamma$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and limits on  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  triple gauge boson couplings, Journal of High Energy Physics 2013 (2013) no. 10, 1–30.

- [8] C. Collaboration, Measurement of the  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  inclusive cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and limits on anomalous triple gauge boson couplings, Phys. Rev. D 89 (2014) 092005.
- [9] O. Collaboration, Study of Z Pair Production and Anomalous Couplings in  $e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s}$  between 190 GeV and 209 GeV, Eur. Phys. J 32 (2003) 303–322.
- [10] O. Collaboration, Constraints on Anomalous Quartic Gauge Boson Couplings from  $\nu\nu\gamma\gamma$  and  $q\bar{q}\gamma\gamma$  events at LEP 2, Phys. Rev. D 70 (2004) 032005.
- [11] D. Collaboration, Search for anomalous quartic  $WW\gamma\gamma$  couplings in dielectron and missing energy final states in pp collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, Phys. Rev. D 88 (2003) 012005.
- [12] C. Collaboration, Study of exclusive two-photon production of  $W^+W^-$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings, Journal of High Energy Physics 2013 (2013) no. 7, 1–44.
- [13] L. L3, Study of the  $W^+W^-$  process and limits on anomalous quartic gauge boson couplings at LEP, Physics Letters B 527 (2002) no. 12, 29 – 38.
- [14] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, Journal of Instrumentation 3 (2008) .
- [15] Гольданский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л., Кинематические методы в физике высоких энергий. Издательство «Наука», Главная редакция физико-математической литературы, 1987.
- [16] ATLAS Collaboration, ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1. CERN, Geneva, 1999.
- [17] ATLAS Collaboration, ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 2. CERN, Geneva, 1999.

- [18] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al., Event generation with SHERPA 1.1, JHEP 02 (2009) 007, [arXiv:0811.4622 \[hep-ph\]](#).
- [19] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.1, Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852–867, [arXiv:0710.3820 \[hep-ph\]](#).
- [20] J. Alwall et al., The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations, JHEP 07 (2014) 158, [arXiv:1405.0301 \[hep-ph\]](#).
- [21] S. Frixione, P. Nason, and G. Ridolfi, A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction, JHEP 09 (2007) 126, [arXiv:0707.3088 \[hep-ph\]](#).
- [22] P. Nason, A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms, JHEP 11 (2004) 040, [arXiv:hep-ph/0409146](#).
- [23] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method, JHEP 11 (2007) 070, [arXiv:0709.2092 \[hep-ph\]](#).
- [24] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s- and t-channel contributions, JHEP 09 (2009) 111, [arXiv:0907.4076 \[hep-ph\]](#). [Erratum: JHEP02,011(2010)].
- [25] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX, JHEP 06 (2010) 043, [arXiv:1002.2581 \[hep-ph\]](#).
- [26] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, The anti-kt jet clustering algorithm, JHEP 04 (2008) 063, [arXiv:0802.1189 \[hep-ph\]](#).

- [27] R. White, F. Monticelli, A. Ruiz-Martinez, and M. Backes, Electron / photon trigger plots for LHCC, Tech. Rep. ATL-COM-DAQ-2016-050, CERN, Geneva, May, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2154228>.
- [28] ATLAS Collaboration, Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS Detector, ATLAS-CONF-2018-038, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2630948>.
- [29] ATLAS Collaboration, M. Aaboud et al., Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data, Eur. Phys. J. C 76 (2016) no. 12, 666, [arXiv:1606.01813](https://arxiv.org/abs/1606.01813) [hep-ex].
- [30] G. M. Stefano Manzonina, Leonardo Carminatia, Electron-to-photon fake rate measurements - Supporting documentation for the paper Photon identification in 2015+2016 ATLAS data, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2017-1277, CERN, Geneva, November, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2280801>.
- [31] MCTruthClassifier, [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCTruthClassifier#Truth\\_particles\\_classification](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/MCTruthClassifier#Truth_particles_classification).
- [32] ROOT Collaboration Collaboration, K. Cranmer, G. Lewis, L. Moneta, A. Shibata, and W. Verkerke, HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats, Tech. Rep. CERN-OPEN-2012-016, New York U., New York, Jan, 2012. <https://cds.cern.ch/record/1456844>.
- [33] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, Vector boson pair production at the LHC, JHEP 07 (2011) 018, [arXiv:1105.0020](https://arxiv.org/abs/1105.0020) [hep-ph].
- [34] T. Adye, Unfolding algorithms and tests using RooUnfold, ArXiv e-prints (2011) , [arXiv:1105.1160](https://arxiv.org/abs/1105.1160) [physics.data-an].

- [35] U. Baur and E. Berger, Probing the weak-boson sector in Z-gamma production at hadron colliders, *Phys. Rev. D* 47 (1993) no. 11, 4889.
- [36] C. Degrande et al., Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings, *Annals of Physics* 335 (2013) 21–32, [arXiv:1205.4231](https://arxiv.org/abs/1205.4231) [hep-ph].
- [37] [HTTPS://TWIKI.CERN.CH/TWIKI/BIN/VIEWAUTH/ATLASPROTECTED/TGCLIMITDETERMINATION](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/atlasprotected/tgclimitdetermination).
- [38] [HTTPS://SVNWEB.CERN.CH/TRAC/ATLASPHYS-SM/BROWSER/PHYSICS/STANDARDMODEL/ELECTROWEAK/COMMON/SOFTWARE/TGC/TGCLIM/TRUNK/DOCS/TGCLIMMANUAL.PDF](https://svnweb.cern.ch/trac/atlasphys-sm/browser/physics/standardmodel/electroweak/common/software/tgc/tgclim/trunk/docs/tgclimmanual.pdf).