



# Содержание

16

17	<b>Введение</b>	<b>5</b>
18	<b>1 Устройство детектора ATLAS</b>	<b>6</b>
19	1.1 Эксперимент ATLAS . . . . .	6
20	1.1.1 Система координат детектора ATLAS . . . . .	6
21	1.1.2 Внутренний детектор . . . . .	7
22	1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS . . . . .	8
23	1.1.4 Мюонный спектрометр . . . . .	9
24	1.1.5 Триггерная система . . . . .	9
25	<b>2 Фоновые процессы и отбор событий</b>	<b>10</b>
26	2.1 Отбор фотонов . . . . .	10
27	2.2 Фоновые процессы в $Z\gamma \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$ . . . . .	11
28	2.2.1 Отбор событий . . . . .	12
29	<b>3 Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона</b>	<b>14</b>
30	3.1 Двумерный метод боковых интервалов . . . . .	14
31	3.1.1 Оценка корреляционных факторов . . . . .	17
32	3.1.2 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области . . . . .	18
33	3.1.3 Оценка статистической и систематических погрешностей	20
34	3.2 Метод слайсов . . . . .	23
35	3.2.1 Оценка формы $jet \rightarrow \gamma$ фона . . . . .	25
36		
37	<b>4 Получение дифференциальных сечений</b>	<b>30</b>
38	4.1 Определение доверительной и расширенной доверительной областей фазового пространства . . . . .	31
39	4.2 Процедура «развёртывания» . . . . .	33
40	4.2.1 Регуляризация Тихонова . . . . .	36
41	4.3 Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области . . . . .	37
42		
43		

44	4.4	Проверка результатов измерения дифференциальных сечений .	38
45	4.4.1	Тест А . . . . .	38
46	4.4.2	Тест В . . . . .	38
47		<b>Заключение</b>	<b>44</b>
48		<b>Список используемых источников</b>	<b>46</b>

# Введение

49

50 Стандартная модель (СМ) – наиболее тщательно проработанная теория в физике элементарных частиц, которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными. Хиггсовский механизм [1] описывает то, как переносчики слабого взаимодействия  $W^\pm$  и  $Z^0$  бозоны приобретают массу посредством взаимодействия с бозоном Хиггса. Эта частица была открыта в 2012 году [2; 3] на Большом адронном коллайдере (БАК) [4], что позволило завершить построение СМ. 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 около 19 свободных параметров, что ставит под сомнение её фундаментальность. Поэтому необходимо расширять СМ для построения более универсальной модели, проверяя новые теории с помощью экспериментальных данных.

63 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 был исследован процесс ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях. Рассматриваемый процесс является чувствительным к отклонениям от СМ.

69  $Z$ -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 [5]. 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 ( $\approx 6.7\%$ ). Однако выбор нейтринного канала распада включает в себя множество фонов, так как нейтрино не регистрируются детектором напрямую, а восстанавливаются по потеряному поперечному импульсу. На рисунке 1 показаны диаграммы Фейнмана этого процесса, первая из которых предсказывается СМ. Вторая диаграмма на рисунке 1 имеет аномальную тройную вершину и запрещена СМ на дре-

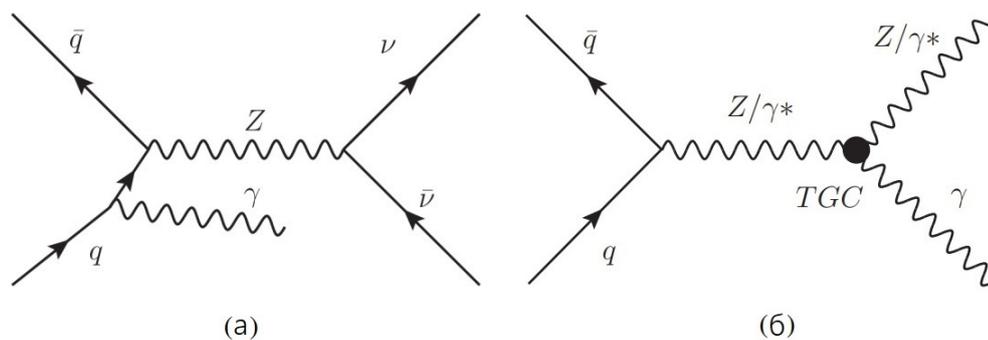


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном. Диаграмма (а) предсказывается СМ. Диаграмма (б) имеет аномальную тройную вершину и выходит за рамки СМ

80 весном уровне [6]. Поэтому, если удастся найти отклонения величин частот  
 81 образования частиц или отношений вероятностей распада по разным кана-  
 82 лам, то это будет косвенно указывать на процессы, выходящие за рамки СМ,  
 83 то есть указывать на «новую физику».

84

#### 85 Цель работы.

86

87 **Целью работы является** получение дифференциальных сечений как  
 88 функций различных переменных для процесса ассоциированного рождения  
 89  $Z$ -бозона с фотоном в протон-протонных столкновениях на полном наборе  
 90 данных Run2.

90

#### 91 Задачи исследования.

92

1. Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи  
 93 как фотона ( $jet \rightarrow \gamma$ ).

94

2. Получение дифференциальных сечений как функций различных пере-  
 95 менных с использованием процедуры «развёртывания» (unfolding).

96

#### 97 Научная новизна работы.

97

1. Анализ процесса впервые проведен на полном наборе данных Run2 за  
 98 2015-2018 гг..

99

2. Разработан альтернативный способ оценки формы распределения фона,  
 100 обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона.

# 1 Устройство детектора ATLAS

## 1.1 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS [7; 8] – это многоцелевой детектор, предназначенный для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов. Схема детектора ATLAS показана на рисунке 2. Детектор радиально симметричен и состоит из разных подсистем, наложенных друг на друга концентрическими слоями. Детектор состоит из внутренней трековой системы, которая окружена сверхпроводящим соленоидом, адронного и электромагнитного калориметров, а также мюонного спектрометра.

### 1.1.1 Система координат детектора ATLAS

В детекторе используется несколько основных систем отсчёта, одной из которых является прямоугольная система координат. Начало отсчёта 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. В цилиндрической системе координат вводятся полярный угол  $\theta$ , отсчитываемый от положительного направления оси  $z$ , и азимутальный угол  $\phi$ , определяемый в плоскости  $0xy$  вокруг оси пучка. Псевдобыстрота задается формулой 1.1:

$$\eta = -\ln \left( \operatorname{tg} \left( \frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (1.1)$$

Угловое расстояние между частицами определяется формулой 1.2:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (1.2)$$

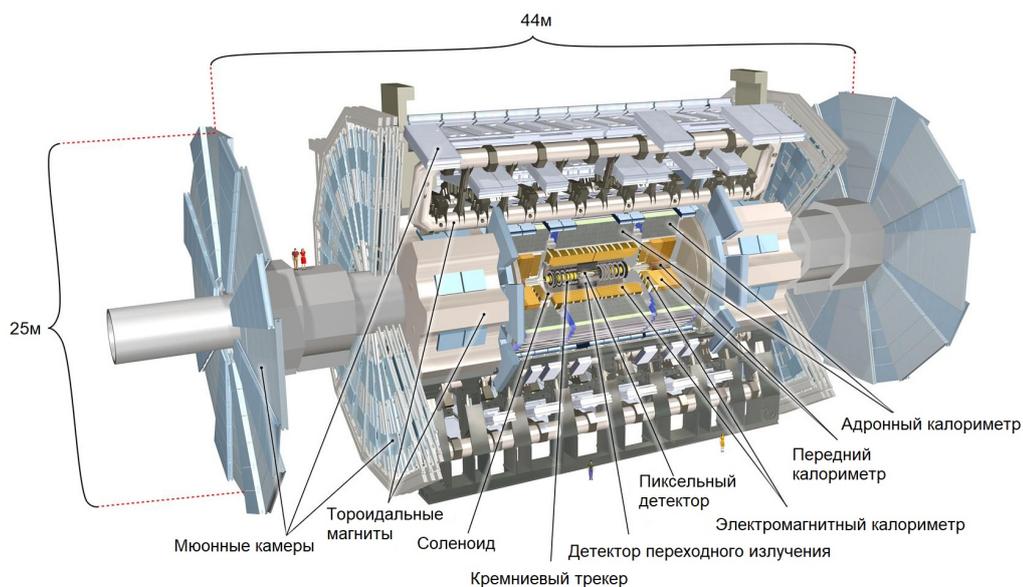


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

## 1.1.2 Внутренний детектор

113

114 Внутренний детектор – это ближайшая к оси пучка часть детектора  
 115 ATLAS, регистрирующая треки продуктов распада. Он относительно ком-  
 116 пактный и очень устойчив к радиационным воздействиям. Детектор состоит  
 117 из трех подсистем: пиксельный детектор (pixel detector), полупроводниковый  
 118 трековый детектор (semi-conductor tracker, SCT) и трековый детектор пере-  
 119 ходного излучения (transition radiation tracker, TRT). Составляющие внутрен-  
 120 него детектора перечислены в порядке удаления от трубы БАКа и изображе-  
 121 ны на рисунке 2. Полупроводниковый и пиксельный детекторы охватывают  
 122 диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 2.5$ , TRT охватывает диапазон псевдобыстрот  
 123  $|\eta| < 2.0$ . Пиксельный детектор находится ближе всего к точке столкнове-  
 124 ния протонов и состоит из 3-х слоёв в баррельной<sup>1</sup> части, закрытой с торцов  
 125 эндкапами<sup>2</sup> с каждой стороны. На слои и диски нанесены кремниевые мат-  
 126 рицы, состоящие из пикселей размером  $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$ . При прохождении  
 127 заряженной частицы через пиксель в нем образуются свободные носители  
 128 заряда. Под действием приложенной разности потенциалов, свободные носи-  
 129 тели заряда движутся к электродам, в следствие чего электроника фиксирует  
 130 сигнал. Так как эта часть внутреннего детектора наиболее подвержена ради-

<sup>1</sup>Центральная часть детектора, представляющая форму цилиндра

<sup>2</sup>Торцевая часть детектора

131 ации, при работе детектор охлаждается до  $-10$  градусов Цельсия.

132 Далее расположен кремниевый стриповый детектор, который состоит  
133 из 4-х двухсторонних слоёв в барреле и 9-и дисков в эндкапе. SCT восстанав-  
134 ливает треки частиц на расстоянии от  $0.3$  м до  $0.5$  м от оси пучка. Функционал  
135 SCT детектора схож с пиксельным детектором и также охлаждается до низ-  
136 ких температур.

137 Наиболее удаленная от оси пучка часть внутреннего детектора – де-  
138 тектор TRT. Данный детектор состоит из трубочек диаметром  $4$  мм, рас-  
139 положенных параллельно оси  $z$  в барреле и поперечно направлению оси  $z$   
140 в эндкапе. TRT регистрирует фотоны переходного излучения, которые воз-  
141 никают при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с  
142 различными показателями преломления.

143 За внутренним детектором располагается соленоид, по которому течёт  
144 ток, в результате чего создается магнитное поле в  $2$  Тл. Магнитное поле со-  
145 леноида искривляет треки заряженных частиц, что позволяет определить их  
146 заряд и импульс. Таким образом, внутренний детектор выполняет функцию  
147 восстановления треков частиц.

148

### 149 1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS

150 Система калориметров охватывает диапазон псевдобыстрот  $|\eta| < 4.9$   
151 и состоит из двух компонент: электромагнитного и адронного калориметров.  
152 Их основная задача – измерение энергии попавших в него частиц путем их  
153 полного поглощения. Также система калориметров позволяет определить по-  
154 терянную поперечную энергию  $E_T^{\text{miss}}$ . В разделе 2.2.1 дано более подробное  
155 описание определения этой переменной. Калориметры состоят из чередую-  
156 щихся слоёв поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и  
157 чувствительных слоёв, которые регистрируют ионизацию вещества, измеряя  
158 тем самым потерянную частицей энергию. Калориметры сконструированы  
159 так, чтобы обеспечивать надежную защиту мюонной системы от проникно-  
160 вения в неё электромагнитных и адронных ливней. Электромагнитный кало-  
161 риметр, окружающий внутренний детектор, оптимизирован для измерения  
162 энергии фотонов и электронов. Адронный калориметр окружает электромаг-

163 нитный калориметр и позволяет измерить энергосодержание адронов.

164

165

### 1.1.4 Мюонный спектрометр

166 Мюоны проходят через систему калориметров почти без потерь, по-  
167 этому главными задачами мюонного спектрометра являются измерение им-  
168 пульсов и идентификация мюонов высоких энергий. Он разработан для обна-  
169 ружения заряженных частиц и измерения их импульса в пределах значений  
170 псевдобыстрот  $|\eta| < 2.7$ . Мюонный спектрометр состоит из камеры прецесси-  
171 онного слежения и триггерных камер. Камеры слежения измеряют и восста-  
172 навливают импульс мюона по кривизне трека, создаваемой магнитным полем  
173 тороидальных магнитов.

174

175

### 1.1.5 Триггерная система

176 Триггерная система ATLAS имеет несколько различных подсистем:  
177 триггер первого уровня и триггер второго уровня. Главная задача триггерной  
178 системы заключается в фильтрации интересных событий от всех остальных.  
179 Также триггерная система должна уменьшать частоту событий, которые мо-  
180 гут использоваться для обработки и записи данных. Триггер первого уровня  
181 позволяет уменьшить поток данных примерно с 40 МГц до 100 кГц, отбирая  
182 объекты с большим поперечным импульсом, а также с большим потерян-  
183 ным поперечным импульсом. Триггер второго уровня реализован программным  
184 обеспечением и позволяет уменьшить поток данных до 1 кГц.

## 2 Фоновые процессы и отбор событий

В данной работе использовались наборы, сгенерированные методом Монте-Карло (МК), прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Также в анализе использовались реальные данные с БАКа, полученные в результате протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и интегральной светимостью  $\int \mathcal{L} dt = 139$  фб $^{-1}$ , набранные с 2015 по 2018 гг..

### 2.1 Отбор фотонов

После реконструкции событий производится классификация всех фотонов, после которой фотон будет идентифицироваться как «жесткий» (*tight*) или как «мягкий» (*loose'*). Фотон идентифицируется как «мягкий», если он удовлетворяет не всем критериям формы электромагнитного ливня [9]. Поэтому задаются несколько типов «мягкого» фотона, называемые рабочими точками (*loose'*), в которых, по крайней мере, один из следующих критериев должен нарушаться:

- *loose'2* :  $w_{s3}$ ,  $F_{\text{side}}$ ;
- *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 трёх стриповых слоёв вокруг стрипового слоя с максимальной энергией;  $F_{\text{side}}$  – доля энергии вне трёх стриповых слоёв, но внутри семи слоёв;  $\Delta E$  – разница энергий стриповых слоёв, где в одном слое выделилась вторая по величине энергия, и слоя, где выделилась наименьшая энергия;  $E_{\text{ratio}}$  – отношение разности энергий, ассоциированных с наиболее высоким и вторым по величине выделением энергии к сумме этих энергий;  $w_{\text{tot}}$  – полная поперечная ширина ливня. Также

212 из-за особенностей калориметра накладываются ограничения на псевдобыст-  
 213 роту фотона:  $|\eta| < 2.37$  за исключением  $1.37 < |\eta| < 1.52$ , соответствующей  
 214 переходной области<sup>1</sup> ЭМ калориметра.

215 В работе использовалась изоляционная рабочая точка FixedCutLoose  
 216 [10], для которой наблюдается наибольшая значимость сигнала. Информа-  
 217 ция об изоляционной рабочей точке приведена в таблице 1. Переменная  $p_T^\gamma$   
 определяет поперечный импульс фотона. Калориметрическая изоляция опре-

Таблица 1 — Определение изоляционной рабочей точки FixedCutLoose

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

218

219 делается отбором  $E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ, где переменная  $E_T^{\text{cone20}}$  задает  
 220 энерговыделение в калориметре внутри конуса раствором  $\Delta R = 0.2$  вокруг  
 221 трека кандидата в фотон соответственно. Трековая изоляция определяется  
 222 отбором  $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$ , где переменная  $p_T^{\text{cone20}}$  есть сумма поперечных им-  
 223 пульсов в конусе с раствором  $\Delta R = 0.2$ , а угловое расстояние между объек-  
 224 тами  $\Delta R$  определяется как  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ .

225

## 2.2 Фоновые процессы в $Z\gamma \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$

227 Исследуемый процесс рождения  $Z$ -бозона с фотоном обладает конеч-  
 228 ным состоянием, которое может быть воспроизведено в ряде других процес-  
 229 сов, являющимися фоновыми. Такими процессами являются:

- 230 • конечные состояния  $\tau\nu\gamma$  и  $l\nu\gamma$  от КХД и электрослабого рождения  $W\gamma$ ,  
 231 где  $\tau$  распадается на адроны, или где электрон или мюон от распада  $\tau$   
 232 или  $W$  не регистрируются детектором;
- 233 • события  $\gamma +$  струя, в которых большой  $E_T^{\text{miss}}$  возникает из комбинации  
 234 реального  $E_T^{\text{miss}}$  от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно  
 235 измеренной энергии струй;
- 236 • события  $W(e\nu)$ ,  $t$ -кварк и  $t\bar{t}$ , где электрон в конечном состоянии неверно  
 237 идентифицируется как фотон ( $e \rightarrow \gamma$ );

<sup>1</sup>Область перехода от барреля к эндкапам

- 238 • события от рождения  $t\bar{t}\gamma$ , когда один или оба  $W$ -бозона от распада  
239  $t$ -кварка распадаются на лептоны. Эти лептоны либо распадаются на  
240  $\tau$ -лептоны, которые либо распадаются на адроны, либо не реконструи-  
241 руются;
- 242 •  $Z(\nu\bar{\nu})$  + струя, многоструйные события и адронный канал распада  $W(\tau\nu)$ ,  
243 где одна из струй неверно идентифицируется как фотон ( $jet \rightarrow \gamma$ );
- 244 • события  $Z(ll) + \gamma$  (преимущественно  $\tau$ -лептоны), где  $\tau$  распадается на  
245 адроны или когда электрон или мюон от распада  $\tau$  или  $Z$  не регистри-  
246 руется.

247 МК генератор Sherpa показал хорошее согласие данных и моделирова-  
248 ния, поэтому он использовался для сигнального КХД процесса  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ . Так-  
249 же генератор Sherpa использовался для КХД процесса  $W\gamma$ ,  $Z(ll)\gamma$ ,  $\gamma$  + струя,  
250  $Z(\nu\bar{\nu})j$  и многоструйных событий. Электрослабые процессы  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  и  $W\gamma$  бы-  
251 ли смоделированы с помощью генератора MadGraph. События с топ-кварками  
252 смоделированы генератором Powheg [11]. Также для оценки систематических  
253 погрешностей использовались различные модели партонных ливней: Pythia8  
254 и Herwig7 [12]. Количества событий в МК нормированы на данные.

255

256

## 2.2.1 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 и мюоны отсеивает процессы с этими лептонами в конечном состоянии. Угловые ограничения оптимизированы таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. В таблице 2 приведены отборы, которые применялись в анализе, где  $E_T^{\text{miss}}$  – потерянная поперечная энергия, величина которой есть модуль вектора потерянного поперечного импульса  $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|$  [13]. Недостающий поперечный импульс  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  – 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:

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss, e}} + E_{x(y)}^{\text{miss, } \gamma} + E_{x(y)}^{\text{miss, jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss, soft}} + E_{x(y)}^{\text{miss, } \mu}, \quad (2.1)$$

Переменная	Ограничение
$E_T^{\text{miss}}$	$> 130$ ГэВ
$E_T^\gamma$	$> 150$ ГэВ
Число жёстких изолированных фотонов	$N_\gamma = 1$
Число лептонов	$N_e = 0, N_\mu = 0$
Значимость $E_T^{\text{miss}}$	$> 11$
$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) $	$> 0.7$
$ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) $	$> 0.4$
$p_T^{\text{SoftTerm}}$	$< 16$ ГэВ

Таблица 2 — Критерии отбора событий для сигнального процесса с конечным состоянием  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

257 где каждое слагаемое определяется как отрицательная сумма потерянных  
258 поперечных энергий реконструированных объектов, а также софттерма (т.н.  
259 мягкое слагаемое), спроецированных на оси  $x$  и  $y$ . Софттерм реконструиру-  
260 ется как потерянный поперечный импульс  $p_{x(y)}^{\text{miss, SoftTerm}}$ , не ассоциированный  
261 ни с одной из жестких частиц. Значимость измерения потерянного попереч-  
262 ного импульса  $E_T^{\text{miss}}$  — это величина, отделяющая события с правдивой вели-  
263 чиной от событий с ложной величиной потерянного поперечного импульса.  
264 Значимость  $E_T^{\text{miss}}$  определяется как  $E_T^{\text{miss}^2}/(\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2))$ , где  $\sigma_L$  — диспер-  
265 сия измерения потерянного поперечного импульса в продольном направле-  
266 нии,  $\rho_{LT}$  — корреляционный фактор измерения продольной и поперечной ком-  
267 понент потерянного поперечного импульса [14]. Переменные  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$  и  
268  $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$  есть модули разностей азимутальных углов между  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  и фо-  
269 тоном и  $\vec{p}_T^{\text{miss}}$  и первой по величине поперечного импульса адронной струей  
270 соответственно. Ограничение на поперечный импульс фотона  $E_T^\gamma$  устанавли-  
271 вается  $> 150$  ГэВ, так как используется однофотонный триггер  $E_T^\gamma > 140$  ГэВ.  
272 Для подавления фона от первичных фотонов, обусловленных конфигураци-  
273 ей пучка, применен отбор по координатной переменной  $|\Delta z| < 250$  мм, где  
274 переменная  $\Delta z$  определяется как  $\Delta z = z_\gamma - z_{vtx}$ <sup>2</sup>.

275

<sup>2</sup> $z_\gamma$  и  $z_{vtx}$  — координаты кандидата в фотоны и первичной вершины соответственно

### 3 Оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона

Для процесса ассоциированного рождения  $Z$ -бозона с фотоном в разделе 2.2.1 в таблице 2 приведены отборы, которые включают в себя наличие изолированного фотона, удовлетворяющему «жесткому» (*tight*) идентификационному критерию. Однако этот отбор могут проходить не только фотоны. Например, жесткий идентификационный отбор также могут проходить струи, содержащие нейтральные  $\pi^0$  и  $\eta^0$  мезоны.

#### 3.1 Двумерный метод боковых интервалов

Фон, полученный на основе того, что объекты были неправильно идентифицированы, обычно плохо моделируется с помощью МК, поэтому необходимо оценивать такой фон с помощью методов, основанных на данных.

Наибольшая доля событий  $jet \rightarrow \gamma$  приходится на процессы  $Z(\nu\bar{\nu}) +$  струи,  $W(\tau\nu)$  с последующим распадом  $\tau$  на адроны, и на многоструйные процессы. Так как из-за ограниченной статистики и проблем с нормировкой эти фоны не могут быть оценены из МК, в анализе используется один из методов оценки – двумерный метод боковых интервалов (ABCD метод). В качестве переменных используются идентификационные и изоляционные критерии для фотонов, в основе которых лежат переменные формы электромагнитного ливня в калориметрах. Данный метод содержит четыре основные области, которые схематично изображены на рисунке 3. С учетом отборов 2 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 лидирующий фотон, который удовлетворяет условию:  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ и удовлетворяет «жесткому» критерию;

- 305 • «жёсткая» (*tight*), но неизолированная (non-isolated) область (КО В):  
306 события в этой области содержат лидирующий фотон, который удо-  
307 влетворяет условию: изоляционный зазор,  $\text{ГэВ} < E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$  и  
308 удовлетворяет «жёсткому» критерию;
- 309 • «мягкая» (*loose'*) и изолированная (isolated) область (КО С): события  
310 в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет  
311 условию:  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ и удовлетворяет «мягкому» кри-  
312 терию;
- 313 • «мягкая» (*loose'*), но неизолированная (non-isolated) область (КО D):  
314 события в этой области содержат лидирующий фотон, который удо-  
315 влетворяет условию: изоляционный зазор,  $\text{ГэВ} < E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$  и  
316 удовлетворяет «мягкому» критерию.

317 Изоляционный зазор (isolation gap) между изолированными и неизо-  
318 лированными областями выбран равным 2 ГэВ с целью уменьшения утечки  
сигнальных событий из области А в КО.

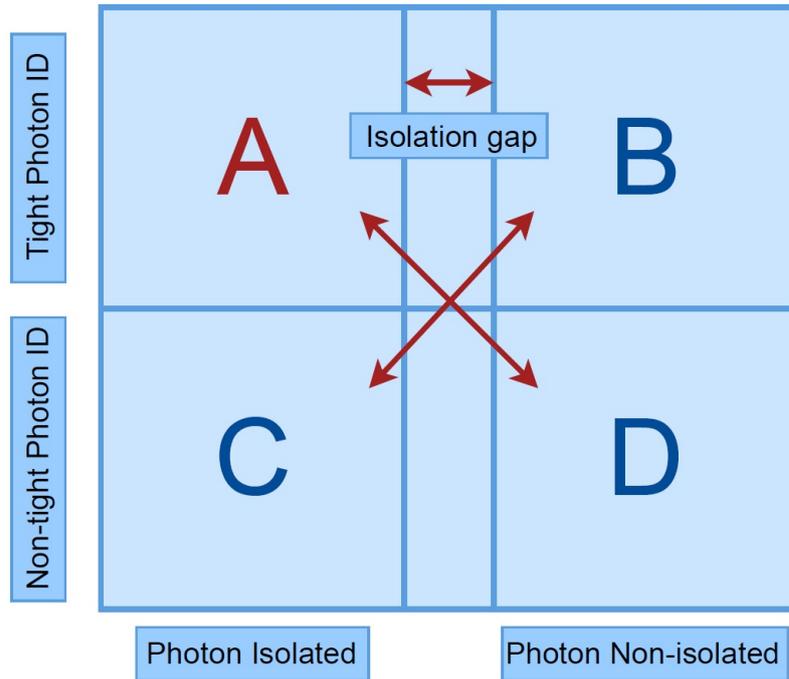


Рисунок 3 — Схематичная иллюстрация разделения фазового пространства на области А, В, С и D в двумерном методе боковых интервалов

319

Основное предположение ABCD метода заключается в отсутствии корреляции между изоляционными и идентификационными критериями фотона.

Как следствие, должно выполняться следующее равенство:

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

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

324 Для вычисления корреляционного фактора  $R_{data}$  между изоляцион-  
 325 ными и идентификационными критериями фотона на основе данных неизо-  
 326 лированные области В и D разделяются на четыре области. Таким образом,  
 327 корреляционный фактор на основе данных вычисляется в неизолированных  
 328 областях В-Е, Е, D-F и F. Схематичная иллюстрация с разделением обла-  
 329 стей показан на рисунке 4. Контрольные области Е и F задаются следующим  
 330 образом:

- 331 • «жесткая» (*tight*) и ещё более неизолированная область (КО Е): собы-  
 332 тия в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетво-  
 333 ряет условию:  $M_{cut}, \Gamma \Delta B < E_T^{cone20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$  и удовлетворяет «жест-  
 334 кому» критерию;
- 335 • «мягкая» (*loose'*) и ещё более неизолированная область (КО F): события  
 336 в этой области содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет  
 337 условию:  $M_{cut}, \Gamma \Delta B < E_T^{cone20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma$  и удовлетворяет «мягкому»  
 338 критерию.

Корреляционный фактор  $R_{data}$  задается следующим уравнением:

$$R_{data} = \frac{N_{B-E}^{data} N_F^{data}}{N_{D-F}^{data} N_E^{data}}, \quad (3.2)$$

339 где  $N_i^{data}$  – количество данных в каждой области за вычетом сигнальных и  
 340 фоновых событий, за исключением фона  $jet \rightarrow \gamma$ .  $M_{cut}$  есть точка разделения  
 341 областей В и D.

342

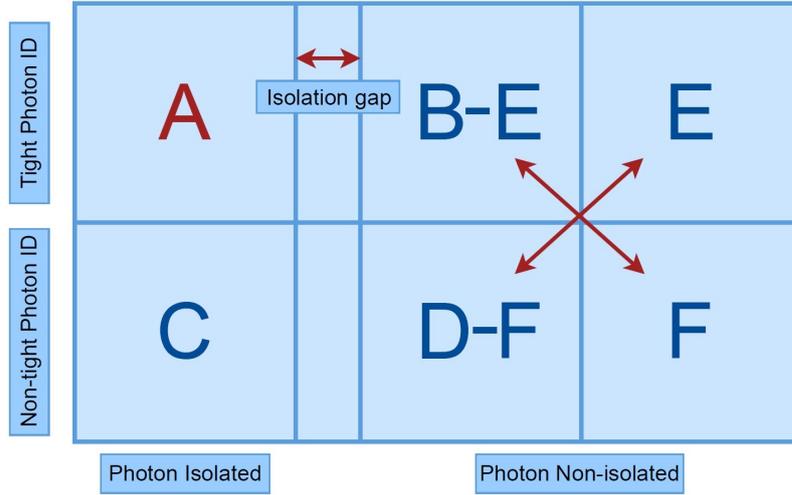


Рисунок 4 — Схематичная иллюстрация разделения областей В и D и образование дополнительных областей E и F в двумерном методе боковых интервалов

### 3.1.1 Оценка корреляционных факторов

Для оценки  $R_{MC}$  используются МК процессы  $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{струи}$  и  $W(\tau\nu)$  с последующим распадом  $\tau$  на адроны. Многоструйные процессы имеют крайне ограниченную статистику и не используются для оценки  $R_{MC}$ . Оцененные значения  $R_{MC}$  в ABCD областях представлены в таблице 3.

Таблица 3 — Оцененные корреляционные факторы между изоляционными и идентификационными критериями фотона на МК в ABCD областях для различных рабочих точек  $loose'$ . Погрешности являются статистическими

$R_{MC}$	$loose'2$	$loose'3$	$loose'4$	$loose'5$
MC	$0.8 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$	$1.0 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.3$

Корреляционные факторы на основе данных  $R_{data}$  в неизолированных областях В-Е, Е, D-F и F оценены для различных рабочих точек  $loose'$ . Так как  $R_{data}$  зависит от выбора точки разделения областей В и D  $M_{cut}$ , корреляционные факторы оценивались для трех различных точек разделения областей. Также в этих областях оценены корреляционные факторы на МК для различных  $loose'$ . С целью увеличения статистики, 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. На основе приведенных

356 значений можно сделать вывод, что изоляционные и идентификационные пе-  
 357 ременные хорошо моделируются с помощью МК.

358 Так как  $R_{\text{data}}$  стабилен и  $R_{\text{MC}}$  в ABCD областях в пределах погреш-  
 359 ностей равен 1, для дальнейшей оценки числа фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  в  
 360 СО значение корреляционного фактора выбрано равным  $R = 1.00 \pm 0.07$  для  
 361 всех *loose'*.

Таблица 4 — Оцененные значения корреляционных факторов между изоляци-  
 онными и идентификационными критериями фотона для различных рабочих  
 точек *loose'* на МК и на основе данных для различных точек разделения об-  
 ластей В и D ( $M_{\text{cut}}$ ). Погрешности являются статистическими

$M_{\text{cut}}, \text{ГэВ}$	<i>loose'2</i>	<i>loose'3</i>	<i>loose'4</i>	<i>loose'5</i>
МК				
4.5	$0.9 \pm 0.2$	$0.93 \pm 0.18$	$0.97 \pm 0.14$	$1.03 \pm 0.14$
7.5	$1.02 \pm 0.17$	$1.05 \pm 0.15$	$1.05 \pm 0.12$	$1.08 \pm 0.12$
10.5	$1.03 \pm 0.15$	$1.02 \pm 0.13$	$1.05 \pm 0.11$	$1.08 \pm 0.11$
На основе данных				
4.5	$0.95 \pm 0.11$	$1.01 \pm 0.11$	$1.01 \pm 0.09$	$1.02 \pm 0.09$
7.5	$1.07 \pm 0.11$	$1.05 \pm 0.10$	$1.02 \pm 0.08$	$1.01 \pm 0.08$
10.5	$1.02 \pm 0.10$	$1.03 \pm 0.09$	$0.97 \pm 0.08$	$0.98 \pm 0.07$

### 3.1.2 Оценка фона $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальной области

362 Одно из основных предположений ABCD метода заключается в том,  
 что сигнальная область А преимущественно состоит из сигнальных событий,  
 в то время как три контрольные области В, С и D состоят из фоновых со-  
 бытий. Однако присутствуют «утечки» сигнальных событий в КО, которые  
 хорошо оцениваются из МК  $Z\gamma$ . Количества событий в каждой области за-  
 даются следующим образом:

$$\begin{cases} N_A = N_A^{\text{sig}} + N_A^{\text{bkg}} + N_A^{jet \rightarrow \gamma}, \\ N_B = c_B N_A^{\text{sig}} + N_B^{\text{bkg}} + N_B^{jet \rightarrow \gamma}, \\ N_C = c_C N_A^{\text{sig}} + N_C^{\text{bkg}} + N_C^{jet \rightarrow \gamma}, \\ N_D = c_D N_A^{\text{sig}} + N_D^{\text{bkg}} + N_D^{jet \rightarrow \gamma}, \end{cases} \quad (3.3)$$

где  $N_i^{\text{bkg}}$  – фон, за исключением оцениваемого фона  $jet \rightarrow \gamma$  в каждой КО. Количества событий оцениваются из МК, за исключением фона, обусловленного неверной идентификацией электрона как фотона ( $e \rightarrow \gamma$ ), который оценивается из данных. Также для фонового процесса  $\gamma + jet$  применяется нормировка 0.87, полученная в области с отбором по значимости  $E_T^{\text{miss}} < 11$ . Параметры «утечки»  $c_i$  определяются отношением количества сигнальных событий в КО к событиям в сигнальной области и задаются как:

$$c_B = \frac{N_B^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}, \quad c_C = \frac{N_C^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}, \quad c_D = \frac{N_D^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}. \quad (3.4)$$

Значения параметров «утечки» сигнала в области В, С и D представлены в таблице 5:

Таблица 5 — Значения параметров «утечки» сигнала в области В, С и D

	$c_B$	$c_C$	$c_D$
Значение	$(269 \pm 5) \cdot 10^{-5}$	$(3184 \pm 5) \cdot 10^{-5}$	$(178 \pm 13) \cdot 10^{-5}$

После оценки параметров «утечки» необходимо в каждой области из данных  $N_i$  вычесть фоновые события  $N_i^{\text{bkg}}$  за исключением оцениваемого фона  $jet \rightarrow \gamma$ . Разница задается как  $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{\text{bkg}}$ . Подставляя полученные выражения в уравнение 3.1 получим:

$$N_A^{\text{sig}} = \tilde{N}_A - R(\tilde{N}_B - c_B N_A^{\text{sig}}) \frac{\tilde{N}_C - c_C N_A^{\text{sig}}}{\tilde{N}_D - c_D N_A^{\text{sig}}}. \quad (3.5)$$

Решая квадратное уравнение 3.5 относительно  $N_A^{\text{sig}}$ , получим:

$$N_A^{\text{sig}} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (3.6)$$

где  $a, b$  и  $c$  определяются как:

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

363 Число фоновых событий в сигнальной области А можно получить,  
364 подставив решение 3.6 в выражение 3.3 для  $N_A$ .

365 Значения событий в сигнальной области и КО для данных и всех фо-  
366 нов, за исключением фона  $jet \rightarrow \gamma$ , представлены в таблице 6. Числа событий  
367 для фона  $W(e\nu)$ ,  $t$ -кварк,  $tt$  ( $e \rightarrow \gamma$ ) получены с помощью метода, основан-  
ного на данных.

Таблица 6 — Числа событий в сигнальной области и КО для данных и фоно-  
вых процессов, за исключением фона  $jet \rightarrow \gamma$

	Данные	$W\gamma$	$e \rightarrow \gamma$	$tt\gamma$	$\gamma+jet$	$Z(ll)\gamma$
A	$21649 \pm 147$	$3386 \pm 21$	$2511 \pm 11$	$175 \pm 3$	$5610 \pm 60$	$240 \pm 4$
B	$234 \pm 15$	$16.4 \pm 1.3$	$5.70 \pm 0.02$	$0.68 \pm 0.02$	$4 \pm 2$	$0.6 \pm 0.2$
C	$3986 \pm 63$	$109 \pm 3$	$80.9 \pm 0.3$	$6.4 \pm 0.5$	$173 \pm 10$	$8.0 \pm 0.7$
D	$464 \pm 22$	$0.9 \pm 0.3$	$0.4804 \pm 0.0018$	$0.04 \pm 0.04$	$0.05 \pm 0.05$	$0.05 \pm 0.04$

368 После подстановки значений количества событий для данных и фоно-  
369 вых процессов из таблицы 6 в решение 3.6, получена оценка центрального  
370 значения фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  в сигнальной области А, которая соста-  
371 вила  $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1331$ .

373

### 374 3.1.3 Оценка статистической и систематических 375 погрешностей

376 Для получения статистической погрешности числа событий в каждой  
377 области были независимо проварьированы на  $\pm 1\sigma$  для данных и фоновых  
378 процессах. Полученные значения были просуммированы в квадратурах. Цен-  
379 тральное значение  $jet \rightarrow \gamma$  событий и статистическая погрешность в СО со-  
380 ставили  $1331^{+135}_{-133}$ .

381 Систематическая погрешность включает погрешность на определение  
 382 ABCD областей, погрешность на  $R$ , и неопределённость, связанную с пара-  
 383 метрами «утечки». Систематическая погрешность на определение ABCD об-  
 384 ластей была оценена путём варьирования определения областей ABCD мето-  
 385 да, а именно использовались альтернативные рабочие точки и проварьирован  
 386 изоляционный промежуток между областями на  $\pm 1\sigma$  для данных в КО В  
 387 и D. Результаты отклонений от центральных значений представлены в таб-  
 388 лице 7. Наибольшее отклонение составило 16% и взято за систематическую  
 погрешность.

Таблица 7 — Центральное значение фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  и отклонения от него при варьировании определения областей

Центральное значение	$1331^{+135}_{-133}$
<b>loose'2</b>	+216
<b>loose'3</b>	+8
<b>loose'5</b>	-51
Изоляционный зазор +0.3 ГэВ	-26
Изоляционный зазор -0.3 ГэВ	+30

389  
 390 Значения отклонений оценки от центрального значения при варьиро-  
 391 вании корреляционного фактора  $R$  на  $\pm 0.07$  представлены в таблице 8. От-  
 392 клонение составило 7% и взято за систематическую погрешность.

Таблица 8 — Центральное значение фоновых событий  $jet \rightarrow \gamma$  и отклонения от него при варьировании корреляционного фактора  $R$

Central value	$1331^{+135}_{-133}$
$R + \Delta R$	+96
$R - \Delta R$	-96

393 Систематические погрешности для параметров «утечки» можно оце-  
 394 нить двумя способами:

- 395 • с помощью различных МК генераторов и моделей партонных ливней;
- 396 • из погрешности на эффективность реконструкции фотона.

397 Параметры «утечки» и центральные значения событий  $jet \rightarrow \gamma$  для  
 398 различных МК генераторов и моделей партонных ливней приведены в таб-  
 лице 9. Отклонение от центрального значения составило 10%.

Таблица 9 — Значения параметров «утечки» сигнала в КО В,С и D для альтернативных МК генераторов и моделей партонных ливней. В нижней строке показано отклонение от центрального значения в случае использования альтернативных МК генератора и модели партонного ливня

Параметры утечки	Различные МК генераторы и модели партонных ливней		
	MadGraph+Pythia8, Sherpa 2.2	MadGraph+Herwig7, MadGraph+Pythia8	$\delta$
$c_B$	$(269 \pm 5) \cdot 10^{-5}$	$(48 \pm 2) \cdot 10^{-4}$	78%
$c_C$	$(3184 \pm 15) \cdot 10^{-5}$	$(331 \pm 6) \cdot 10^{-4}$	4%
$c_D$	$(178 \pm 13) \cdot 10^{-6}$	$(38 \pm 6) \cdot 10^{-5}$	113%
$jet \rightarrow \gamma$	1331	1196	10%

399  
 400 Более точно оценить систематические погрешности параметров «утеч-  
 401 ки» можно из погрешности на эффективность реконструкции фотона  $\delta_{iso/ID}^{eff}$   
 402 (относительная погрешность), так как различие между генераторами обу-  
 403 словлено преимущественно неидеальным моделированием изоляционных и  
 404 идентификационных переменных. По определению, моделирование изоляции  
 405 (iso) фотонов влияет только на параметры «утечки»  $c_B$  и  $c_D$ , а идентифика-  
 406 ция (ID) – на  $c_C$  и  $c_D$ . В итоге можно получить следующие соотношения для  
 407 относительной погрешности параметров «утечки»:

408 •  $\sigma_{iso}^{c_B} = \delta_{iso}^{eff} \cdot (c_B + 1)/c_B,$

409 •  $\sigma_{ID}^{c_C} = \delta_{ID}^{eff} \cdot (c_C + 1)/c_C,$

410 •  $\sigma_{iso}^{c_D} = \delta_{iso}^{eff} \cdot (c_D + 1)/c_D,$

411 •  $\sigma_{ID}^{c_D} = \delta_{ID}^{eff} \cdot (c_D + 1)/c_D.$

412 Значения для  $\delta_{iso}^{eff}$  и  $\delta_{ID}^{eff}$  взяты равными:  $\delta_{iso}^{eff} = 0.013$  и  $\delta_{ID}^{eff} = 0.013$ . Наибольшее  
 413 значение погрешности оценки с учетом погрешности на эффективность ре-  
 414 конструкции фотона составило 1.3%. Суммарное значение систематической  
 415 погрешности составило 20%. Оценка количества фоновых событий от невер-  
 416 ной идентификации адронной струи как фотона в сигнальной области A со-  
 417 ставила  $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1331 \pm 135(\text{стат.}) \pm 273(\text{сист.})$ .

418

## 3.2 Метод слайсов

В разработанном методе слайсов фазовое пространство разделяется на четыре ортогональные области на основе критерия изолированности фотонов и кинематических отборов:

- Сигнальная область (СО): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ;
- Контрольная область 1 (КО1): события в этой области проходят инвертированные отборы по выбранным переменным и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma > 0$  ГэВ;
- Контрольная область 2 (КО2): события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma > 0$  ГэВ;
- Контрольная область 3 (КО3): события в этой области проходят инвертированные отборы по выбранным переменным и содержат лидирующий фотон, который удовлетворяет условию  $E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$  ГэВ.

Фотоны во всех областях удовлетворяют «жесткому» идентификационному критерию. Одно из предположений метода заключается в том, что отношение количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 и КО3 равно отношению количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО2 и СО. Это отношение задаётся с помощью параметра  $T = \frac{N_{CR1}}{N_{CR3}} = \frac{N_{CR2}}{N_{SR}}$ , где  $N_{CR1}$ ,  $N_{CR2}$  и  $N_{CR1}$  есть количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1, КО2, и КО3 соответственно.  $N_{SR}$  есть количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в СО. На рисунке 5 показана схематичная иллюстрация разделения фазового пространства на четыре ортогональные области.

Во избежание зависимости от изоляции, неизолированные области КО1 и КО2 разделяются на несколько более мелких областей, т.н. слайсов, на основе калориметрической изоляции. Таким образом, вместо одной неизолированной области можно получить несколько изоляционно-независимых слайсов.

В таком случае, количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в каждом слайсе из КО1 можно представить следующим образом:

$$N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = N_{CR1(i)}^{\text{data}} - N_{CR1(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_{CR1(i)}^{\text{bkg}}, \quad (3.7)$$

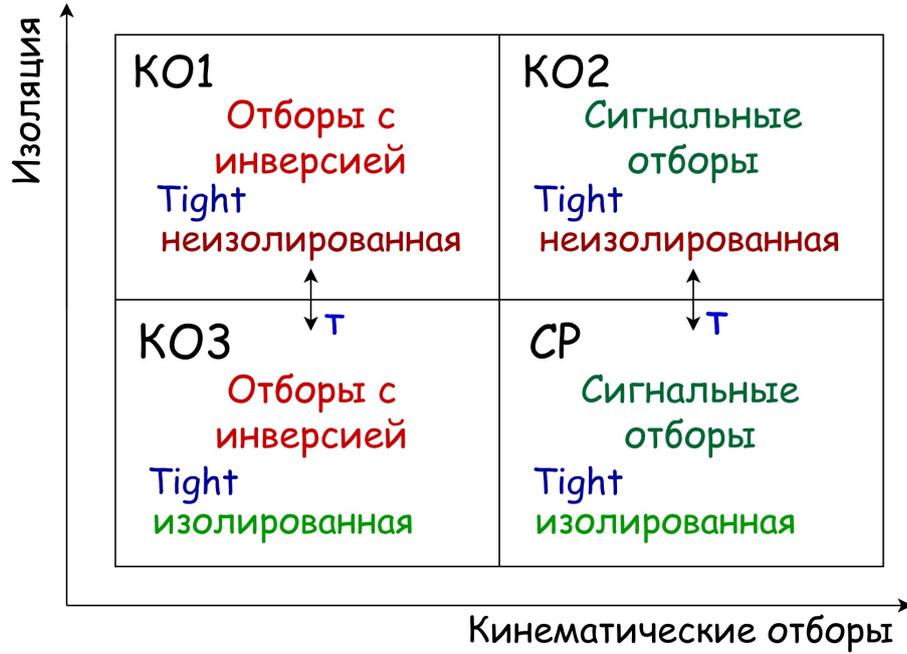


Рисунок 5 — Схематическая иллюстрация разделения фазового пространства в методе слайсов на четыре ортогональные области

447 где  $N_{CR1(i)}^{\text{data}}$ ,  $N_{CR1(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$  и  $N_{CR1(i)}^{\text{bkg}}$  есть количества событий в  $i$ -ом слайсе в КО1 в  
 448 данных, сигнальном процессе и фоновых процессах, за исключением  $jet \rightarrow \gamma$ ,  
 449 соответственно.  $N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma}$  есть количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 в  $i$ -ом слайсе,  
 450 полученных из данных.

Аналогично уравнению 3.7, можно определить количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО3 и КО2. На основе предположения метода о соотношении количества событий  $jet \rightarrow \gamma$  в КО1 и КО3, можно оценить введенный параметр с использованием нормировки событий в этих областях:

$$N_{FR(i)}^{jet \rightarrow \gamma} \approx T_{(i)} \cdot N_{CR1(i)}^{jet \rightarrow \gamma}, \quad (3.8)$$

451 где  $T_{(i)}$  — нормировочный параметр в  $i$ -ом слайсе. Нормировка осуществляет  
 452 ся для всех переменных, на основе которых были построены ортогональные  
 453 области.

В итоге, оцененное количество событий  $jet \rightarrow \gamma$  экстраполируется в сигнальную область следующим образом:

$$N_{SR(i)}^{jet \rightarrow \gamma} = T_{(i)} \cdot (N_{CR2(i)}^{\text{data}} - N_{CR2(i)}^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_{CR2(i)}^{\text{bkg}}). \quad (3.9)$$

454 Однако КО3 сильно обогащена фоновыми событиями, что приводит к

455 нестабильности оценки  $jet \rightarrow \gamma$  в СО. Именно поэтому для оценки централь-  
 456 ного значения и погрешности данного фона используется ABCD метод. В это  
 457 же время, КО2 является крайне обогащенной  $jet \rightarrow \gamma$  фоном, что говорит о  
 458 применимости метода слайсов для оценки формы распределения в СО.

459

460

### 3.2.1 Оценка формы $jet \rightarrow \gamma$ фона

461

Для оценки формы  $jet \rightarrow \gamma$  фона в СО с помощью метода слайсов  
 462 неизолированная область КО2 была разделена на 4 равномерных слайса:  
 463  $[0.065, 0.090, 0.115, 0.140, 0.165]$ . Форма распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона в наибо-  
 464 лее близком к СО слайсе является схожей с формой распределения  $jet \rightarrow \gamma$  в  
 465 СО. Однако слайс из неизолированной области не может корректно отобра-  
 466 жать форму распределения  $jet \rightarrow \gamma$  в изолированной области, в связи с чем  
 467 форма в наиболее близком к СО слайсе корректируется следующим образом:

$$H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A,0.B]} = H_{data}^{[0.A,0.B]}[X] - H_{sig}^{[0.A,0.B]}[X] - H_{bkg}^{[0.A,0.B]}[X], \quad (3.10)$$

где  $H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.A,0.B]}$  нормированное на интеграл распределение для переменной  $X$  в  
 КО2. Дополнительное слагаемое, позволяющее скорректировать форму рас-  
 пределения в СО и учитывающее зависимость от изоляции, может быть за-  
 писано следующим образом:

$$\Delta^{CR2}[X] = \frac{1}{2} \left( \frac{H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.065,0.09]}[X] - H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.115,0.14]}[X]}{2} + \frac{H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.09,0.115]}[X] - H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.14,0.165]}[X]}{2} \right). \quad (3.11)$$

468

Корректирующее слагаемое взято за систематическую погрешность процеду-  
 469 ры оценки формы  $jet \rightarrow \gamma$ .

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

$$H_{jet \rightarrow \gamma}^{SR} = H_{jet \rightarrow \gamma}^{[0.065,0.09]}[X] + \Delta^{CR2}[X]. \quad (3.12)$$

470

С целью увеличения статистики в неизолированной области, отбор на  
 471 трековую изоляцию был ослаблен. Как показано на рисунке 6, ослабление от-  
 472 бора на трековую изоляцию в неизолированной области не изменяет форму

473 распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона в СО. Также во избежание корреляции между  
 474  $E_T^{\text{miss}}$  и значимостью  $E_T^{\text{miss}}$ , при оценке формы по переменной  $E_T^{\text{miss}}$  ослаблен  
 475 отбор на значимость в неизолированной области. Как показано на рисунке 7,  
 476 ослабление отбора на значимость  $E_T^{\text{miss}}$  в неизолированной области не изме-  
 477 няет форму распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона в СО.

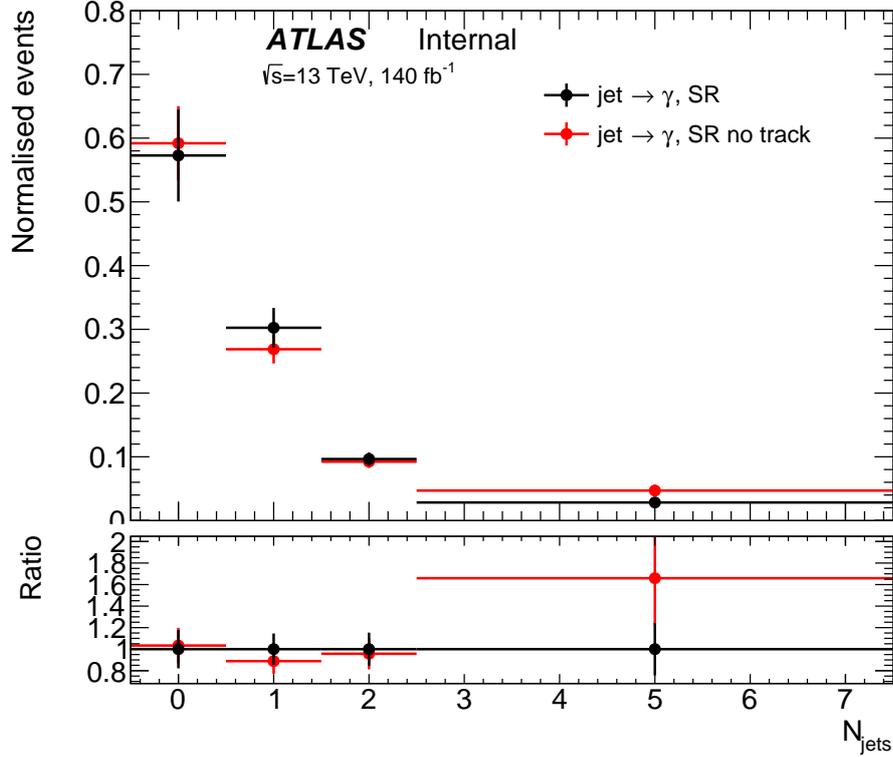


Рисунок 6 — Сравнение форм распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона по переменной количества струй в СО с отбором и без отбора на трековую изоляцию

478 Отнормированные распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона по различным пере-  
 479 менным для неизолированных слайсов КО2 и скорректированное отнорми-  
 480 рованное распределение в СО представлены на рисунках 8 и 9. На основе  
 481 оцененного с помощью метода слайсов распределения по количеству струй  
 482 получены значения числа  $jet \rightarrow \gamma$  событий с отбором  $N_{\text{jets}} \geq 1$  и  $N_{\text{jets}} \geq 2$ ,  
 483 которые составили  $N_{A, N_{\text{jets}} \geq 1}^{jet \rightarrow \gamma} = 560 \pm 90(\text{стат.}) \pm 180(\text{сист.})$  и  $N_{A, N_{\text{jets}} \geq 2}^{jet \rightarrow \gamma} =$   
 484  $180 \pm 50(\text{стат.}) \pm 100(\text{сист.})$ .

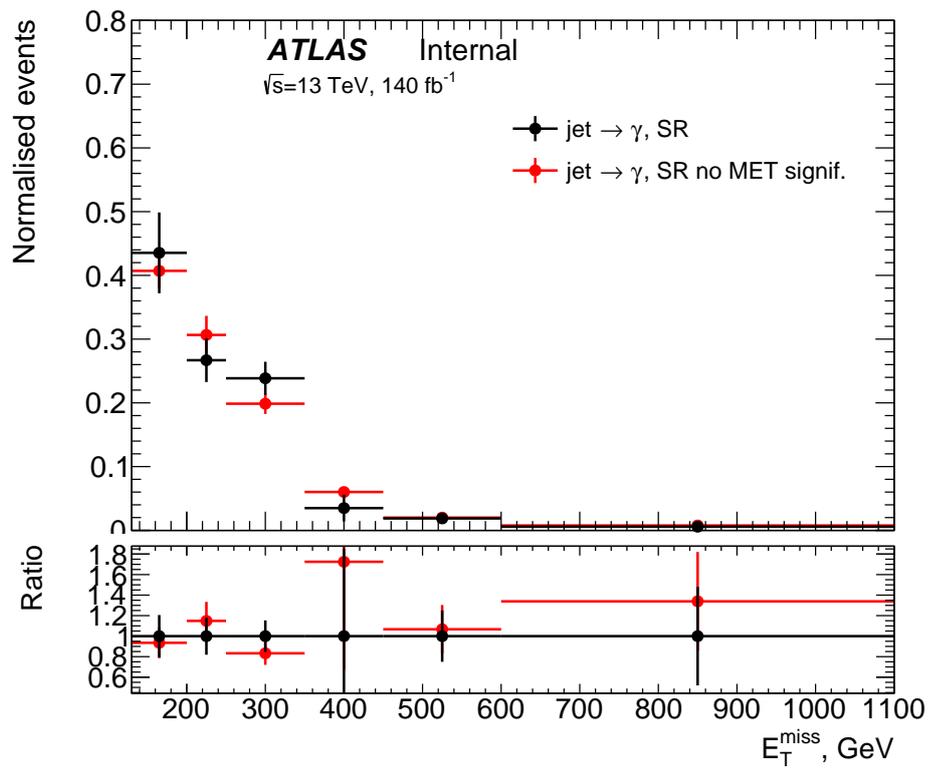


Рисунок 7 — Сравнение форм распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона по переменной количества струй в СО с отбором и без отбора на трековую изоляцию

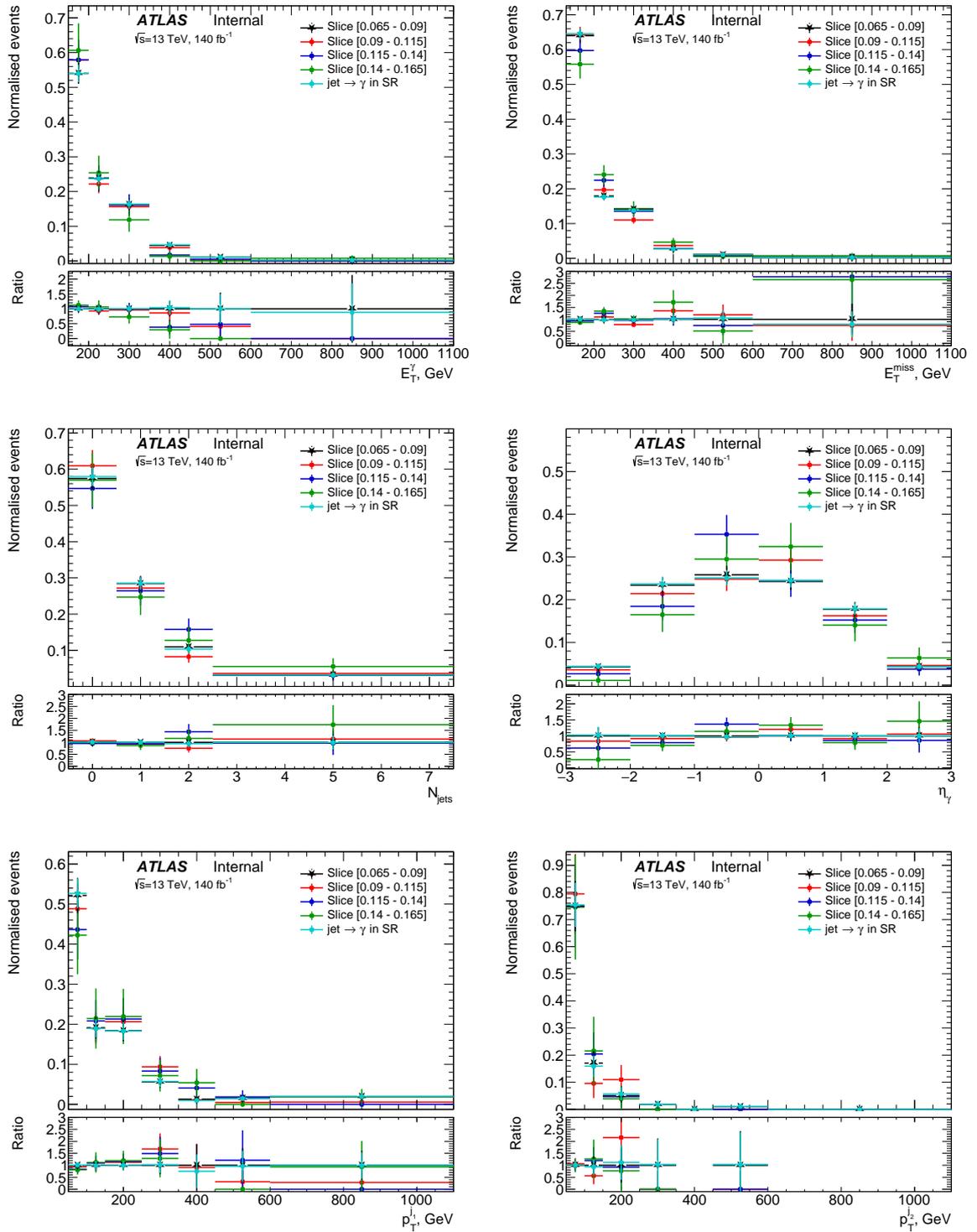


Рисунок 8 — Отнормированные распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона по различным переменным для неизолированных слайсов КО2 и скорректированное отнормированное распределение в СО

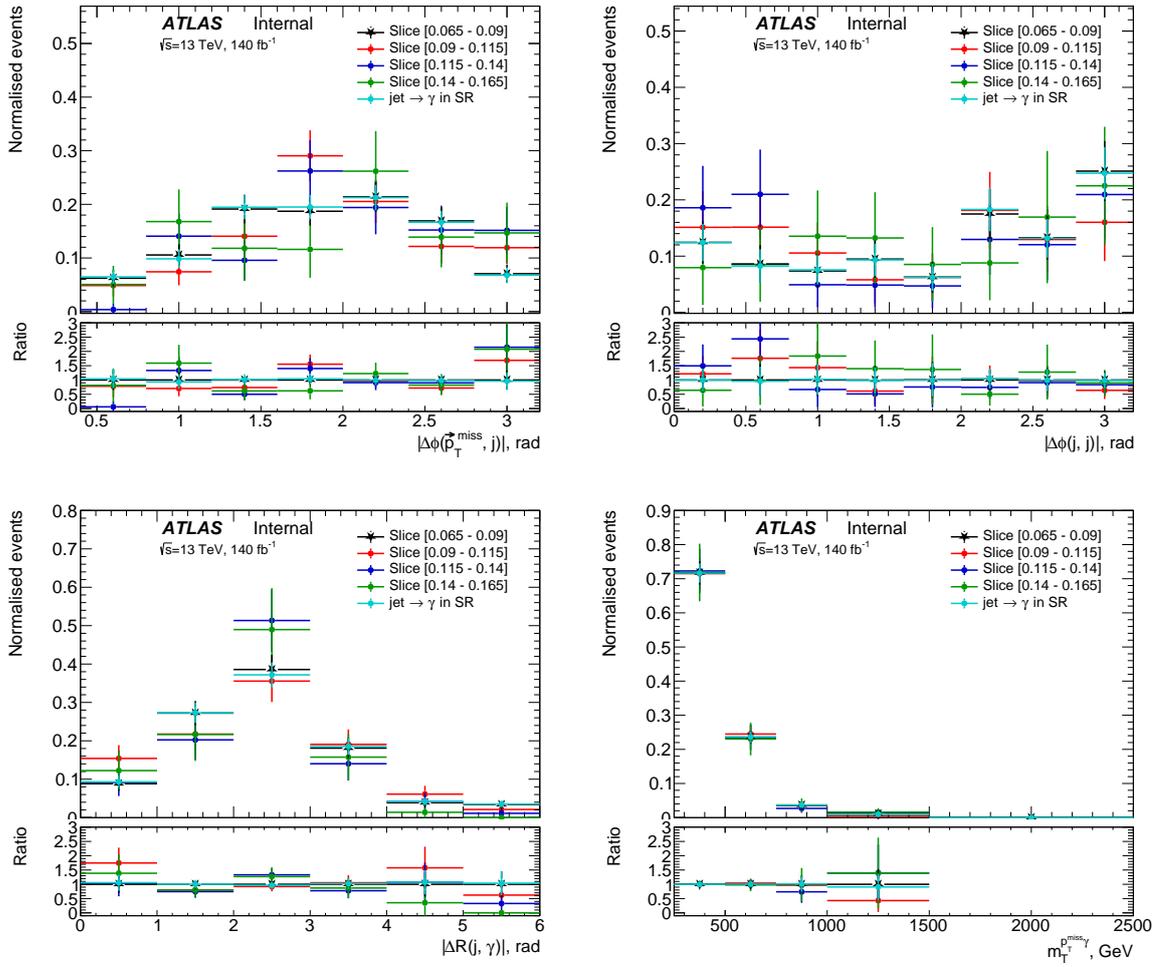


Рисунок 9 — Отнормированные распределения  $jet \rightarrow \gamma$  фона по различным переменным для неизолированных слайсов КО2 и скорректированное отнормированное распределение в СО

## 4 Получение дифференциальных сечений

Получение дифференциальных сечений как функций различных переменных для исследуемого процесса является одной из главных целей анализа. На основе данных и оцененных фонов можно получить наблюдаемое количество сигнальных событий. В таблице 10 представлены значения количества событий в данных и оцененных фонах в сигнальной области.

Таблица 10 — Значения количества событий в данных и оцененных фонах в сигнальной области

$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	
Данные	$26523 \pm 160$
$W\gamma$	$4450 \pm 80$
$e \rightarrow \gamma$	$2870 \pm 30$
$tt\gamma$	$255 \pm 5$
$jet \rightarrow \gamma$	$1330 \pm 300$
$\gamma + jet$	$5330 \pm 50$
$Z(l)\gamma$	$287 \pm 3$
$N_{Z\gamma}^{obs}$	$12000 \pm 300$

Однако из-за конечного разрешения детектора, регистрируемые события «размываются». Поэтому для вычисления дифференциальных сечений необходимо провести экстраполяцию измерения, полученного в ограниченной области фазового пространства, к полному фазовому пространству с учетом эффектов детектора. Также на ограниченную область влияют критерии отбора событий. Таким образом, эффективность отбора конечного состояния  $\varepsilon_{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$  можно задать формулой:

$$\varepsilon_{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = A_{Z\gamma} \cdot C_{Z\gamma}. \quad (4.1)$$

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

$$A_{Z\gamma} = \frac{N_{gen}^{MC \text{ fid.}}}{N_{gen}^{MC \text{ ex. fid.}}}. \quad (4.2)$$

491 В приведённой выше формуле  $N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}$  – число МК событий  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в ограни-  
 492 ченной области фазового пространства (в доверительной области) на уровне  
 493 генератора.  $N_{\text{gen}}^{\text{MC ex. fid.}}$  – число МК событий  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в полном фазовом про-  
 494 странстве (в расширенной доверительной области) на том же уровне. Опре-  
 495 деление доверительной и расширенной доверительной областей дано в разде-  
 496 ле 4.1.

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

$$C_{Z\gamma} = \frac{N_{\text{rec}}^{\text{MC fid.}}}{N_{\text{gen}}^{\text{MC fid.}}}, \quad (4.3)$$

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

499

## 500 4.1 Определение доверительной и 501 расширенной доверительной областей 502 фазового пространства

503 Из-за неполного покрытия фазового пространства детектором ATLAS  
 504 вводятся определения доверительной области фазового пространства, опре-  
 505 деление которой представлено в таблице 11, и расширенной доверительной  
 506 области фазового пространства, определение которой представлено в табли-  
 507 це 12. На уровне генератора потерянный поперечный импульс равен попереч-  
 508 ному импульсу  $Z$ -бозона, который распадается на пару нейтрино. Экстрапо-  
 509 ляция в расширенную доверительную область корректирует сигнал, который  
 510 был потерян в переходной области ЭМ калориметра ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ ) для  
 511 фотонов. Экстраполяция также учитывает потери сигнала из-за применения  
 512 отборов по переменным  $|\Delta\phi(\vec{p}_{\text{T}}^{\text{miss}}, \gamma)|$ ,  $|\Delta\phi(\vec{p}_{\text{T}}^{\text{miss}}, j_1)|$  и  $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ .

513 Таким образом, отборы, образующие расширенную доверительную об-  
 514 ласть, могут быть применены для любого МК генератора для дальнейшего  
 515 сравнения наблюдений и предсказаний.

516 На основе формул 4.1 и 4.2, а также МК наборов для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  на ге-

517 нераторном и детекторном уровнях, получены значения для коррекционных факторов  $C_{Z\gamma}$  и  $A_{Z\gamma}$ , которые представлены в таблице 13.

Таблица 11 — 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)  > 0.7$ $ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)  > 0.4$ Значимость $p_T^{\nu\bar{\nu}} > 11$

518

Таблица 12 — Определение расширенной доверительной области фазового пространства.  $p_T^{\nu\bar{\nu}}$  есть поперечный импульс  $Z$ -бозона, который распадается на пару нейтрино

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

Таблица 13 — Значения коррекционных факторов  $C_{Z\gamma}$  и  $A_{Z\gamma}$

Коррекционный фактор	Значение
$A_{Z\gamma}$	$0.9049 \pm 0.0008$
$C_{Z\gamma}$	$0.7487 \pm 0.0007$

## 4.2 Процедура «развёртывания»

519

520 Одной из главных целей анализа является получение значения измеря-  
521 емой величины. Однако эта измеряемая величина обычно является искажен-  
522 ной из-за различных эффектов детектора, таких как конечность покрытия  
523 фазового пространства, несовершенная эффективность и конечность разре-  
524 шения. Цель процедуры «развёртывания» заключается в экстраполяции на-  
525 блюдаемых измерений в истинные.

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

$$\int R(y, x)f(x)dx = g(y), \quad (4.4)$$

где ядро  $R(y, x)$  называется функцией отклика, которая описывает эффек-  
ты искажения истинной величины детектором. Интегральное уравнение 4.4  
можно записать в матричной форме:

$$\hat{R}\mathbf{x} = \mathbf{y}. \quad (4.5)$$

526 Вектор  $\mathbf{y}$  длины  $n$  представляет из себя распределение данных измеренной ве-  
527 личины  $y$ . Распределение  $f(x)$  может быть представлено как вектор  $\mathbf{x}$  длины  
528  $m$ . Матрица преобразования  $\hat{R}$ , связывающая величины  $x$  и  $y$ , представляет  
529 из себя матрицу отклика размерностью  $m \times n$ . Элементы матрицы отклика  
530  $r_{ij}$  являются вероятностями того, что с учетом фактора покрытия фазового  
531 пространства детектором и коррекционного фактора эффективности отбо-  
532 ров, истинное значение  $x_j$  будет измерено как  $y_i$ . Уравнение 4.5 описывает  
533 процедуру «свёртывания». Обратная операция называется процедурой «раз-  
534 вёртывания».

Матрица отклика определяется как:

$$R_{ij} = \frac{1}{\alpha_i} \varepsilon_j M_{ij}, \quad (4.6)$$

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:

$$M_{ij} = \frac{N_{ij}^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}{N_j^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}. \quad (4.7)$$

535  $N_i^{\text{det.}}$  ( $N_j^{\text{fid.}}$ ) есть ожидаемое число событий в  $i$ -ом ( $j$ -ом) бине на уровне рекон-  
 536 струкции (на уровне генератора в доверительной области). Индекс  $\text{det.} \cap \text{fid.}$   
 537 обозначает события, прошедшие отбор на уровне генератора и на уровне де-  
 538 тектора.

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

$$\alpha_i = \frac{N_i^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}{N_i^{\text{det.}}}. \quad (4.8)$$

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

$$\varepsilon_j = \frac{N_j^{\text{det.} \cap \text{fid.}}}{N_j^{\text{fid.}}}. \quad (4.9)$$

539 Схематическая иллюстрация применения коррекционного фактора и  
 540 фактора покрытия детектором представлена на рисунке 10.

Процедура «развёртывания» осуществлена согласно методу максимального правдоподобия (profile-likelihood unfolding, PLU) и выполнена с помощью пакета TRExFitter [15; 16]. Функция правдоподобия  $\mathcal{L}$  задается следующим

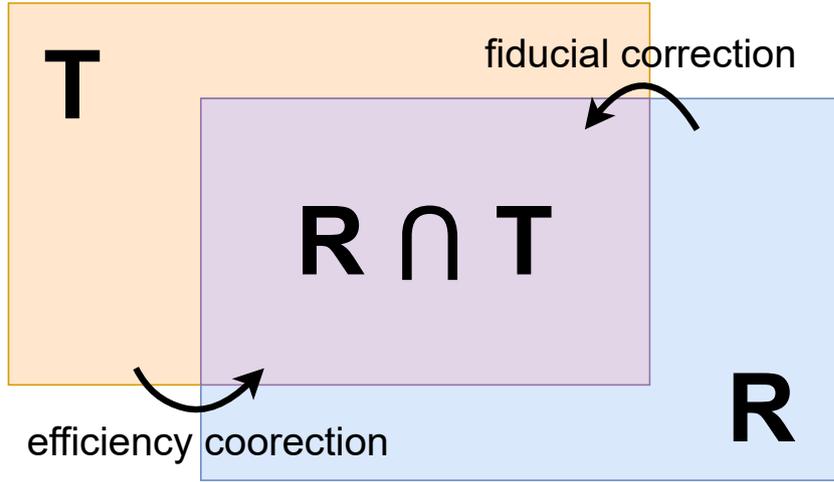


Рисунок 10 — Схематичная иллюстрация применения коррекционного фактора и фактора покрытия детектором

образом:

$$\mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda) = \prod_i P \left( N_i | \mathcal{L}_{\text{int}} \sum_j \mathcal{R}_{ij}(\vec{\theta}) \sigma_j(\vec{\theta}) + \mathcal{B}_i(\vec{\theta}, \lambda) \right) \times \prod_k G(\theta_k), \quad (4.10)$$

541 где  $i$  ( $j$ ) обозначает бин на уровне реконструкции (генератора),  $k$  есть индекс  
 542 систематической погрешности.  $N_i$  есть число сигнальных событий в  $i$ -ом бине  
 543 на уровне реконструкции,  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  есть интегральная светимость,  $\mathcal{R}_{ij}$  есть мат-  
 544 рица отклика.  $\sigma_j$  задает «развернутое» дифференциальное сечение на уровне  
 545 генератора в  $j$ -ом бине,  $\mathcal{B}_i$  есть число фоновых событий в  $i$ -ом бине на уровне  
 546 реконструкции, которое зависит от отношения  $\lambda$  измеренного фона к предска-  
 547 занному. В методе максимального правдоподобия варьируется сила сигнала  
 548  $\mu_j$ , где  $\sigma_j = \mu_j \sigma_j^{\text{MC}}$  и  $N_j = \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma_j$ .

549 Процедура «развёртывания» методом свёртки заключается в следую-  
 550 щих шагах:

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

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

551 где индексы  $i(j)$  обозначают бины на уровне реконструкции (генерато-  
 552 ра) и индексы  $m(n)$  обозначают число бинов в распределении на уровне  
 553 реконструкции (генератора). Таким образом, можно получить  $n$  распре-  
 554 делений  $\vec{f}_j$  для каждого бина на уровне реконструкции.

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

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

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

- Фитирование «свернутого» распределения с помощью нормировочных коэффициентов  $\mu_j$ . 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  $\mu'_j = (\mu'_1, \mu'_2, \dots, \mu'_n)$ .

### 562 4.2.1 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:

$$\mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda) = \mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda)_{\text{noreg.}} \times \left( -\frac{\tau^2}{2} \sum_{i=2}^{i+2 < N_{\text{bins}}} ((\mu_i - \mu_{i-1}) - (\mu_{i+1} - \mu_i))^2 \right), \quad (4.11)$$

563 где  $\mathcal{L}(\sigma, \theta, \lambda)_{\text{noreg.}}$  есть функция правдоподобия без регуляризации. Параметр  
 564 регуляризации  $\tau$  есть фиксированный параметр для каждой переменной. Па-

565 раметр  $\tau$  определяется как максимальное значение, при котором распреде-  
 566 ление сигнальных событий на уровне реконструкции и на уровне генератора  
 567 совпадают в пределах погрешностей. В этом случае, значение  $\chi^2/NDoF$  близ-  
 568 ко к 1 в сигнальной области.

569

570

### 4.3 Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области

571

572 Измерения дифференциальных сечений процесса как функций раз-  
 573 личных переменных позволяют проводить сравнение экспериментальных ре-  
 574 зультатов и теоретических предсказаний. Такие измерения проведены для  
 575 поперечной энергии фотона  $E_T^\gamma$ , потерянной поперечной энергии  $E_T^{\text{miss}}$ , коли-  
 576 чества струй  $N_{\text{jets}}$ , псевдобыстроты  $\eta_\gamma$ , поперечного импульса лидирующей  
 577 струи и второй по величине поперечного импульса струи (вторая струя)  $p_T^{j_{1,2}}$ ,  
 578 азимутального угла между лидирующей и второй струей  $|\Delta\phi(j, j)|$ , и азиму-  
 579 тального угла между  $Z$ -бозоном и лидирующей струей  $|\Delta\phi(Z, j)|$ .

580 Измерения дифференциальных сечений проведены в расширенной до-  
 581 верительной области с использованием сигнальных событий, которые прошли  
 582 процедуру «развёртывания». В таблице 14 содержится информация о биннин-  
 583 ге, который был использован для получения дифференциальных сечений как  
 584 функций различных переменных.

Таблица 14 — Используемый бинниг в процедуре получения дифференциаль-  
ных сечений как функций различных переменных

Переменная	Бинниг
$p_T^\gamma$	[150, 200], [200, 250], [250, 350], [350, 450], [450, 600], [600, 1100]
$E_T^{\text{miss}}$	[130, 200], [200, 250], [250, 350], [350, 450], [450, 600], [600, 1100]
$N_{\text{jets}}$	[-0.5, 0.5], [0.5, 1.5], [1.5, 2.5], [2.5, 7.5]
$\eta_\gamma$	[-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3]
$p_T^{j_1}$	[50, 100, 150, 250, 350, 450, 600, 1100]
$p_T^{j_2}$	[50, 100, 150, 250, 350, 450, 600, 1100]
$ \Delta\phi(j, j) $	[0.0 - 3.2], 16 бинов
$ \Delta\phi(p_T^{\text{miss}}, j) $	[0.4 - 3.2], 14 бинов

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

доверительной области может быть вычислено по следующей формуле:

$$\frac{\Delta\sigma_j}{\Delta x_j} = \frac{N_j^{\text{unfold}}}{(\int \mathcal{L} dt) \cdot \Delta x_j}, \quad (4.12)$$

585 где  $\Delta x_j$  есть ширина  $j$ -ого бина по переменной измерения  $x$ ,  $N_j^{\text{unfold}}$  – коли-  
586 чество сигнальных событий в  $j$ -ом бине, прошедших процедуру «развёрты-  
587 вания».

588 Дифференциальные сечения процесса  $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  как функции пе-  
589 ременных из таблицы 14 представлены на рисунках 11 и 12. «Развернутое»  
590 распределение  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  сравнивается с предсказанием СМ генератора Sherpa  
591 и с теоретическим предсказанием NNLO СМ генератора MCFM.

592

## 593 4.4 Проверка результатов измерения 594 дифференциальных сечений

594

### 595 4.4.1 Тест А

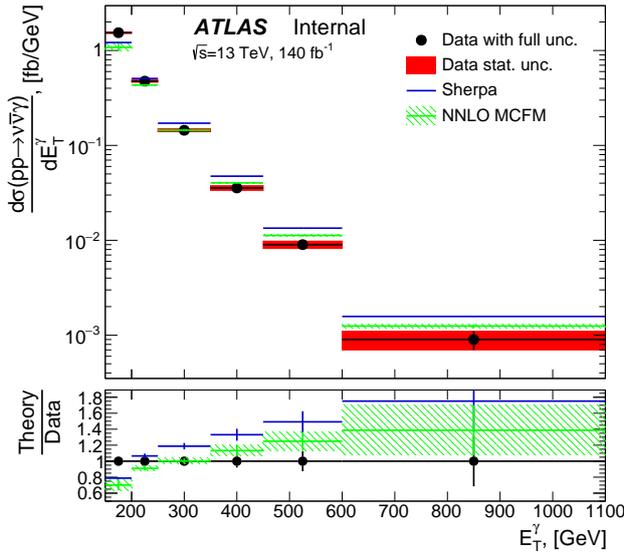
595

596 Так как для получения матрицы отклика используются реконструиро-  
597 ванные сигнальные события и события на уровне генератора, то при приме-  
598 нении процедуры «развёртывания» к реконструированным сигнальным со-  
599 бытиям, следует ожидать совпадения «развернутого» распределения с рас-  
600 пределением сигнальных события на уровне генератора по соответствующим  
601 переменным (т.н. тест А). На рисунках 13 и 14 представлены результаты про-  
602 верки, которые совпадают с ожидаемыми.

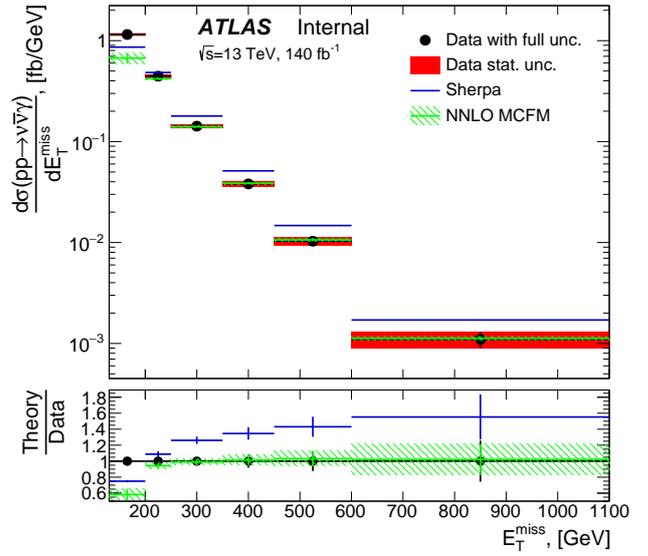
603

### 603 4.4.2 Тест В

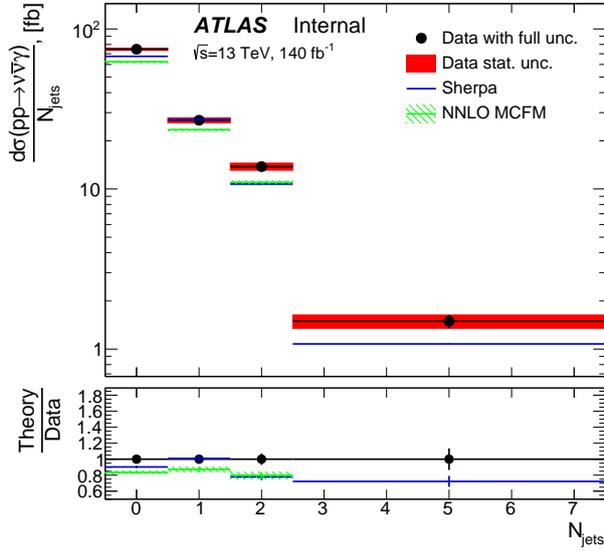
604 Для проверки корректности процедуры «развёртывания» также при-  
605 меняется тест В. Основная идея теста В заключается в перевзвешивании МК  
606 распределения на уровне реконструкции таким образом, чтобы оно соответ-  
607 ствовало распределению для данных. Затем для перевзвешенного распреде-  
608 ления производится процедура «развёртывания» с использованием матрицы  
609 отклика, которая применяется для получения дифференциальных сечений.



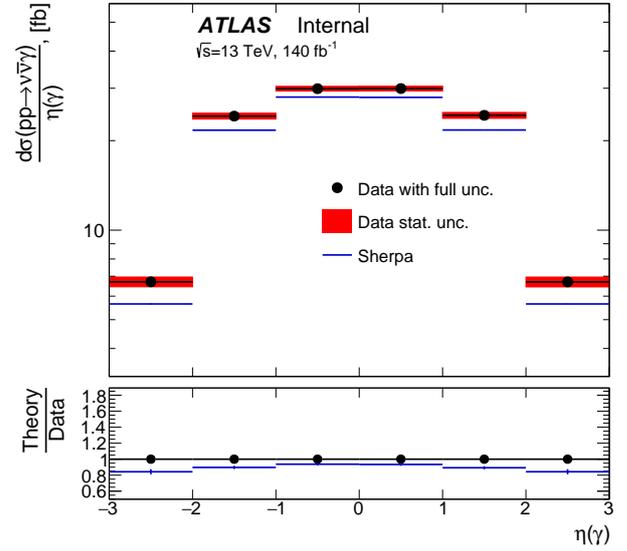
(a)



(b)



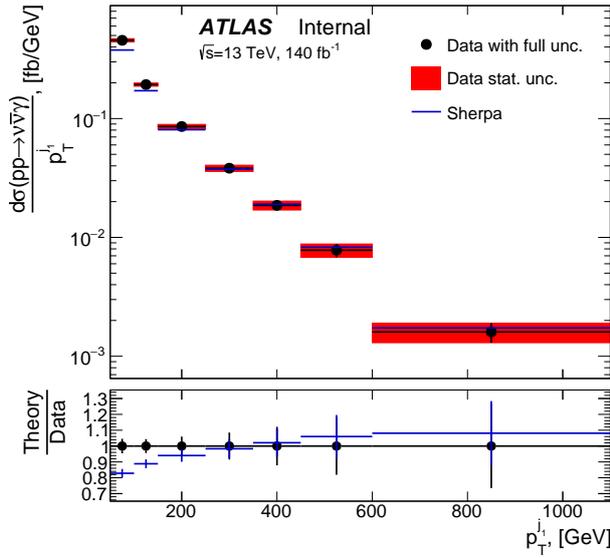
(c)



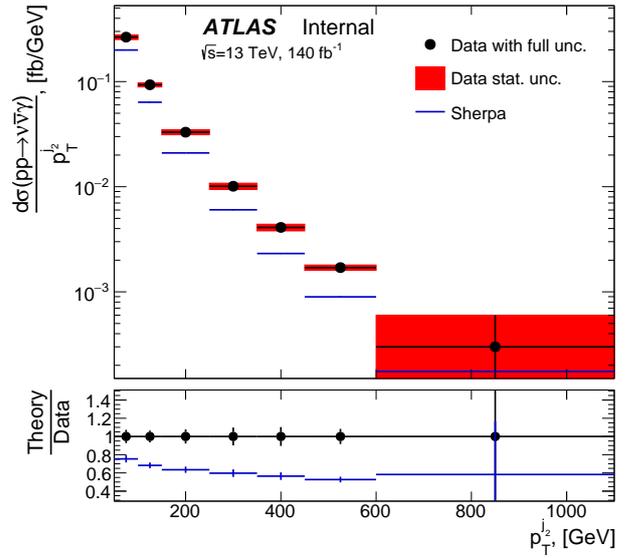
(d)

Рисунок 11 — Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области для процесса  $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  для переменных  $E_T^\gamma$  (a),  $E_T^{\text{miss}}$  (b),  $N_{\text{jets}}$  (c) и  $\eta_\gamma$  (d). 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 из MCFM

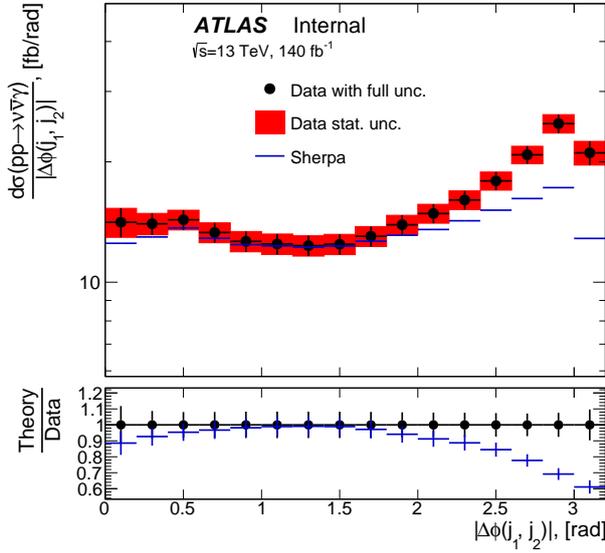
610 Далее «развернутое» распределение сравнивается с перевзвешенным распре-  
 611 делением на уровне генератора. Более детальное описание процедуры прове-  
 612 дения теста В:



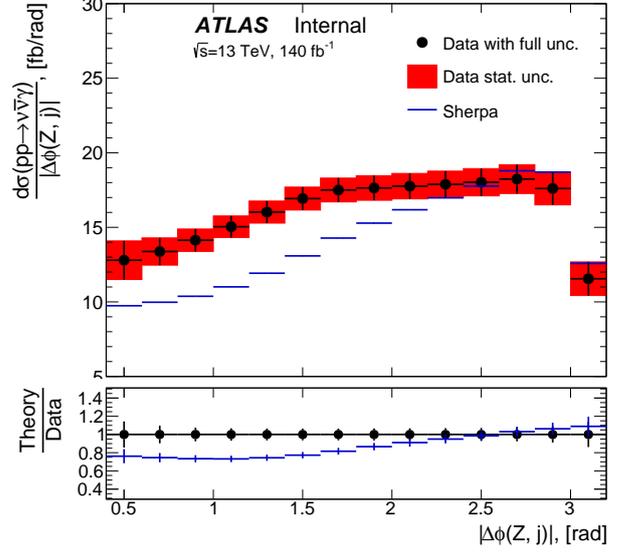
(a)



(b)



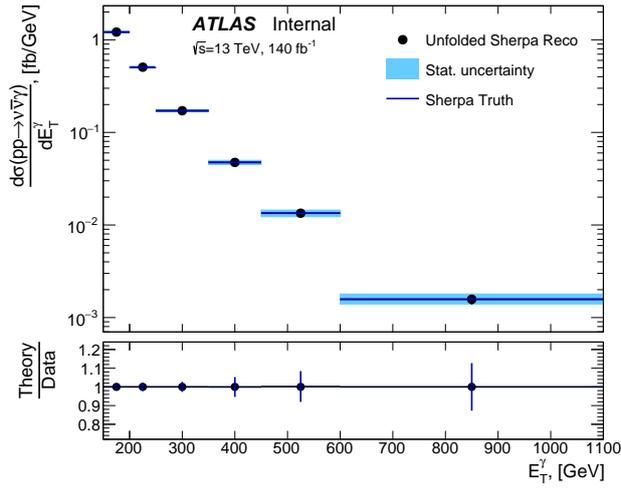
(c)



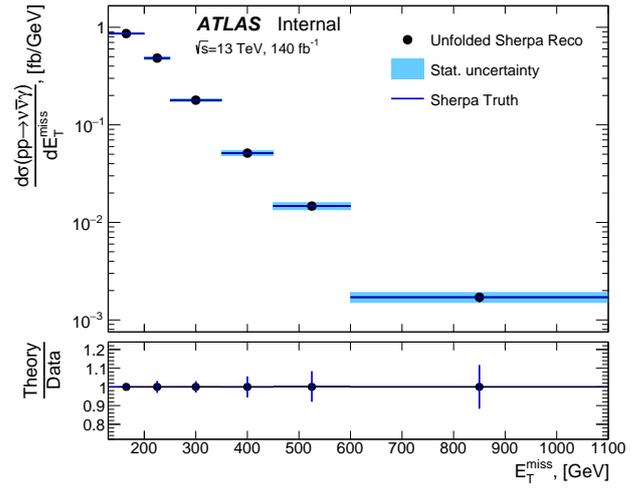
(d)

Рисунок 12 — Дифференциальные сечения в расширенной доверительной области для процесса  $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  для переменных  $p_T^{j_1}$  (a),  $p_T^{j_2}$  (b),  $|\Delta\phi(j, j)|$  (c) и  $|\Delta\phi(p_T^{\text{miss}}, j)|$  (d). Ошибки на точки данных показывают полную погрешность. Заполненная красная область соответствует статистической погрешности в данных. Предсказания генератора Sherpa показаны с помощью синей линии.

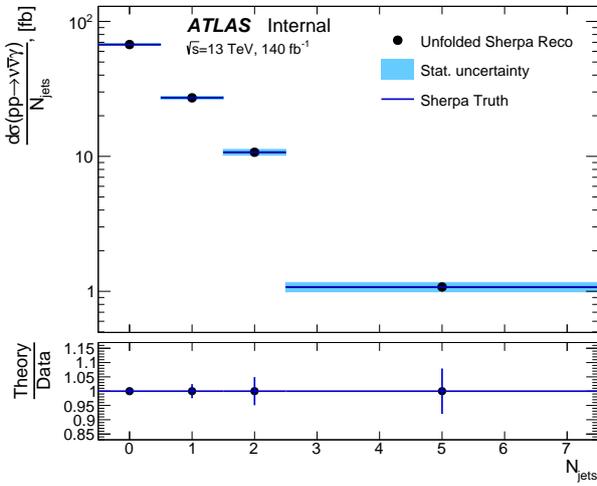
- 613 1. Сравнение распределений в данных и МК на уровне реконструкции.
- 614 Получение нормировочных коэффициентов для каждого бина = (дан-
- 615 ные)/(МК).
- 616 2. Применение нормировочных коэффициентов к МК распределениям на



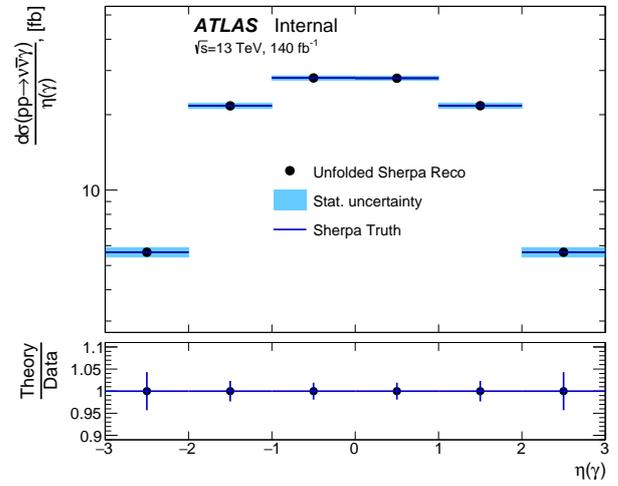
(a)



(b)



(c)



(d)

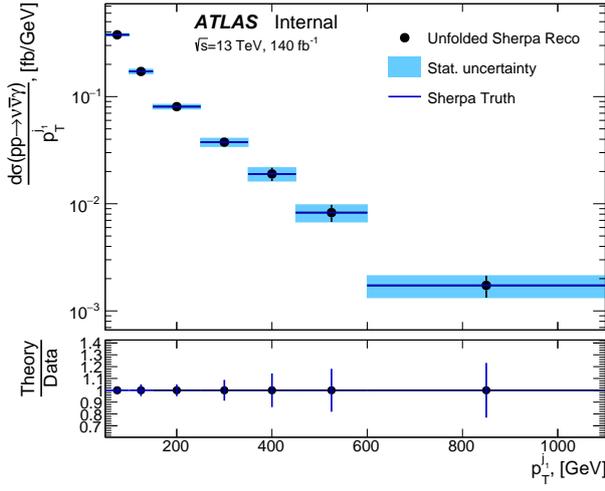
Рисунок 13 — Результаты теста А для переменных  $E_T^\gamma$  (a),  $E_T^{\text{miss}}$  (b),  $N_{\text{jets}}$  (c) и  $\eta_\gamma$  (d)

617 уровнях реконструкции и генератора, получение перевзвешенных рас-  
618 пределений.

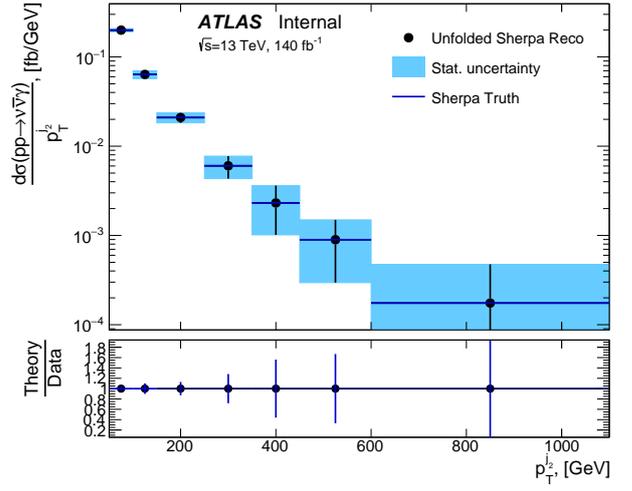
619 3. Произведение процедуры «развёртывания» перевзвешенного распреде-  
620 ления на уровне реконструкции с использованием матрицы отклика,  
621 которая применяется для получения дифференциальных сечений.

622 4. Сравнение «развернутого» перевзвешенного распределения на уровне  
623 реконструкции с перевзвешенным распределением на уровне генерато-  
624 ра.

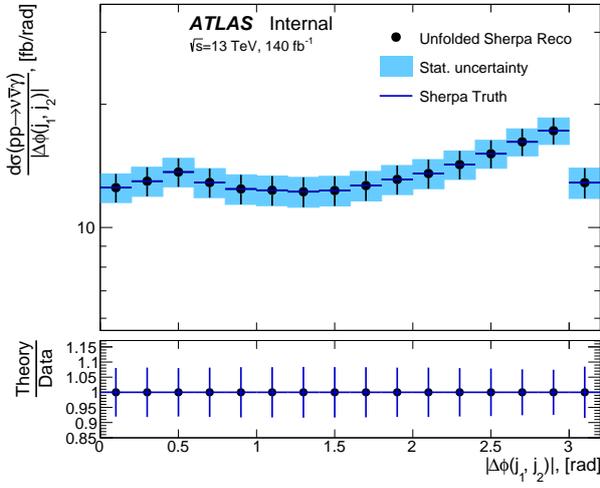
625 На рисунке 15 представлен тест В для переменных  $E_T^\gamma$ ,  $E_T^{\text{miss}}$  и  $N_{\text{jets}}$ . На-



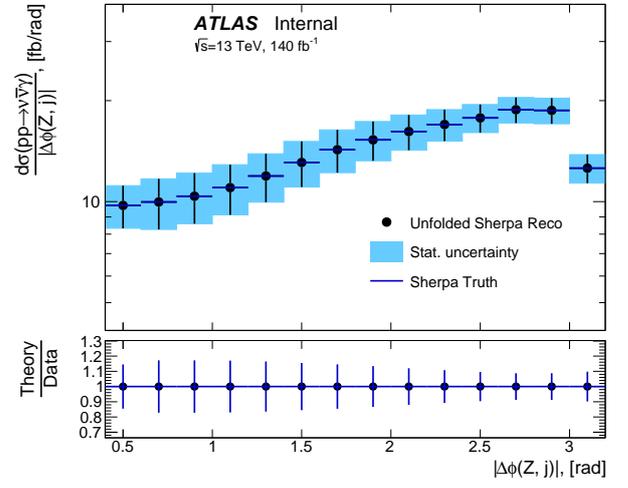
(a)



(b)



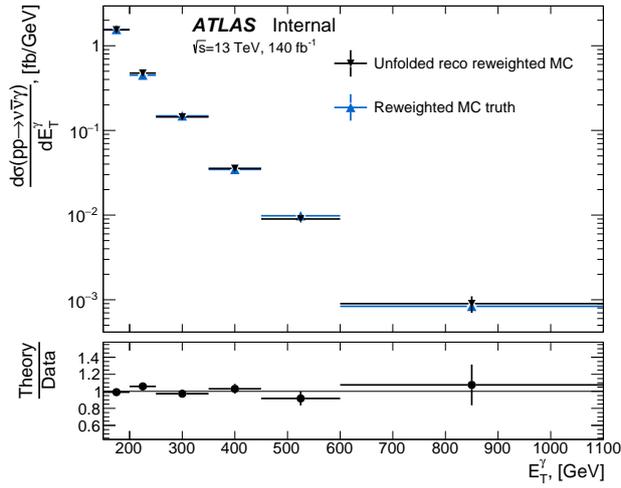
(c)



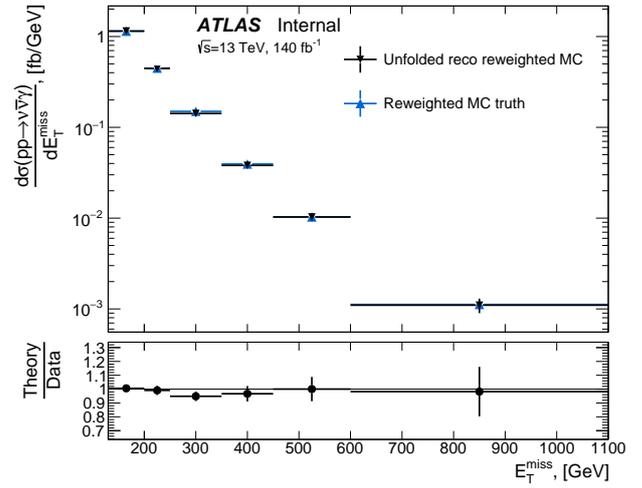
(d)

Рисунок 14 — Результаты теста A для переменных  $p_T^{j_1}$  (a),  $p_T^{j_2}$  (b),  $|\Delta\phi(j, j)|$  (c) and  $|\Delta\phi(p_T^{\text{miss}}, j)|$  (d)

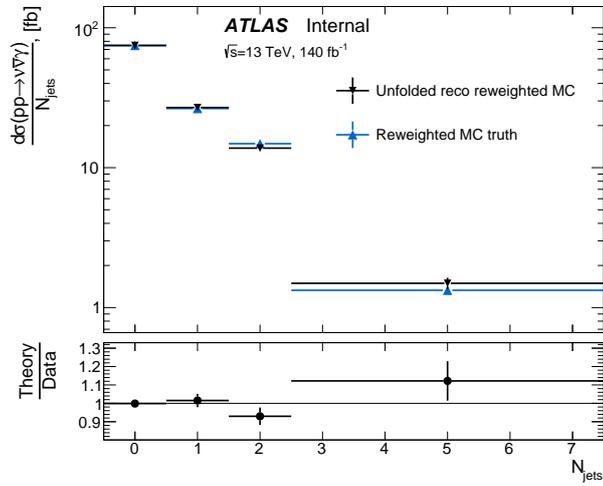
626 наблюдается хорошее согласие двух распределений. Разница взята в качестве  
 627 систематической погрешности процедуры «развёртывания».



(a)



(b)



(c)

Рисунок 15 — Результаты теста В для переменных  $E_T^\gamma$  (a),  $E_T^{\text{miss}}$  (b) и  $N_{\text{jets}}$  (c)

## Заключение

628

629 Цель работы заключалась в получении дифференциальных сечений  
630 как функций различных переменных для процесса ассоциированного рожде-  
631 ния  $Z$ -бозона с фотоном. В соответствии с поставленными задачами в резуль-  
632 тате работы:

- 633 ● получена оценка центрального значения числа фоновых событий  $jet \rightarrow$   
634  $\gamma$  в сигнальной области. Также оценены статистические и систематиче-  
635 ские погрешности. Значение оценки составило  $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 1331 \pm 135(\text{стат.})$   
636  $\pm 273$  (сист.) событий, относительная погрешность  $\delta = 23\%$ ;
- 637 ● разработан и применён метод оценки формы распределений фона  $jet \rightarrow$   
638  $\gamma$  по различным переменным;
- 639 ● произведена процедура «развёртывания» измеренного сигнала;
- 640 ● получены дифференциальные сечения как функций поперечной энер-  
641 гии фотона  $E_T^\gamma$ , потерянной поперечной энергии  $E_T^{\text{miss}}$ , количества струй  
642  $N_{\text{jets}}$ , псевдобыстроты  $\eta_\gamma$ , поперечного импульса лидирующей струи и  
643 второй струи  $p_T^{j_{1,2}}$ , азимутального угла между лидирующей и второй  
644 струей  $|\Delta\phi(j, j)|$ , и азимутального угла между  $Z$ -бозоном и лидирую-  
645 щей струей  $|\Delta\phi(Z, j)|$ ;
- 646 ● произведены проверки корректности работы процедуры «развёртыва-  
647 ния».

648 В дальнейшем планируется оценить дополнительные систематические  
649 погрешности процедуры «развёртывания».

## Список используемых источников

650

- 651 1. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields //  
652 Phys. Lett. — 1964. — Vol. 12. — P. 132–133.
- 653 2. *Collaboration A.* Observation of a new particle in the search for the Stan-  
654 dard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics  
655 Letters B. — 2012. — Sept. — Vol. 716, no. 1. — P. 1–29. — URL:  
656 <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2012.08.020>.
- 657 3. *Collaboration C.* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with  
658 the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol.  
659 716, no. 1. — P. 30–61. — ISSN 0370-2693. — URL: [https://www.  
660 sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581).
- 661 4. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // Journal of Instrumentation. —  
662 2008. — Aug. — Vol. 3, no. 08. — S08001–S08001. — URL: [https:  
663 //doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001).
- 664 5. *Group P. D.* [et al.]. Review of Particle Physics // Progress of Theoretical  
665 and Experimental Physics. — 2020. — Aug. — Vol. 2020, no. 8. — ISSN  
666 2050-3911. — eprint: [https://academic.oup.com/ptep/article-  
667 pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf](https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf). — URL: [https://doi.  
668 org/10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104) ; 083C01.
- 669 6. *Collaboration A.* // Physical Review D. — 2016. — June. — Vol. 93,  
670 no. 11. — URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.93.112002>.
- 671 7. *Collaboration A.* The performance of ATLAS detector. — Heidelberg :  
672 Springer, 2011. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1485681> ;  
673 Reprinted from The European Physical Journal C (articles published be-  
674 tween summer 2010 and spring 2011).
- 675 8. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron  
676 Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.

- 677 9. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detec-  
678 tor using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. — 2019. —  
679 Dec. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2684552>.
- 680 10. URL: [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/  
681 IsolationSelectionTool](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool).
- 682 11. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD computations with  
683 parton shower simulations: the POWHEG method // Journal of High  
684 Energy Physics. — 2007. — Nov. — Vol. 2007, no. 11. — P. 070–  
685 070. — ISSN 1029-8479. — URL: [http://dx.doi.org/10.1088/1126-  
686 6708/2007/11/070](http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070).
- 687 12. *Bellm J.* [et al.]. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note // The European  
688 Physical Journal C. — 2016. — Apr. — Vol. 76, no. 4. — ISSN 1434-  
689 6052. — URL: [http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-  
690 8](http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8).
- 691 13. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the AT-  
692 LAS detector in the first proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV : tech.  
693 rep. / CERN. — Geneva, 07/2015. — URL: [https://cds.cern.ch/  
694 record/2037904](https://cds.cern.ch/record/2037904) ; All figures including auxiliary figures are available at  
695 [https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-  
696 PHYS-PUB-2015-027](https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2015-027).
- 697 14. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS  
698 detector : tech. rep. / CERN. — Geneva, 07/2018. — URL: [https://  
699 cds.cern.ch/record/2630948](https://cds.cern.ch/record/2630948).
- 700 15. *Moneta L.* [et al.]. The RooStats Project. — 2010. — URL: [https://  
701 arxiv.org/abs/1009.1003](https://arxiv.org/abs/1009.1003).
- 702 16. *Verkerke W., Kirkby D.* The RooFit toolkit for data modeling. — 2003. —  
703 URL: <https://arxiv.org/abs/physics/0306116>.