

1 Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
2 Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
3 образования Российской Федерации
4 «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
5 (НИЯУ МИФИ)

6 УДК 539.1.05

7 ОТЧЕТ
8 О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
9 **ОЦЕНКА ПАЙЛАП ФОНА В ИССЛЕДОВАНИИ**
10 **АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ**

Научный руководитель
11 к.ф.-м.н., доцент _____ Е. Ю. Солдатов
Научный руководитель
12 инженер _____ К. К. Казакова
13 Студент _____ В. С. Жарова

СОДЕРЖАНИЕ

15

16	Введение	3
17	Цель работы	4
18	1 Устройство детектора ATLAS	5
19	1.1 Эксперимент ATLAS	5
20	1.1.1 Система координат детектора ATLAS	5
21	1.1.2 Внутренний детектор	6
22	1.1.3 Система калориметров	7
23	1.1.4 Мюонный спектрометр	8
24	1.1.5 Триггерная система	8
25	2 Фоновые процессы и отбор событий	9
26	2.1 Отбор фотонов	9
27	2.2 Фоновые процессы	10
28	2.2.1 Отбор событий	11
29	3 Оценка фона, обусловленного множественными pp взаимодействиями	13
30	3.1 Метод Монте-Карло наложений	13
31	3.1.1 Методология	13
32	3.1.2 Процедура комбинации событий	15
33	3.1.3 Коррекционный фактор	18
34	3.1.4 Статистическая и систематическая погрешности	21
35		
36	Заключение	24
37	Список литературы	25
38	А Репрезентативность $\gamma + jets$ выборки	27
39	Б Коррекционный фактор	29

ВВЕДЕНИЕ

40

41 Стандартная модель (СМ) [1] – современная теория в физике элементарных
42 частиц (ФЭЧ), которая наиболее точно описывает экспериментальные данные. Од-
43 нако, по ряду причин, СМ не является теорией всего. Например, в СМ нейтрино
44 обладают нулевой массой, хотя существование нейтринных осцилляций указывает
45 на ненулевую массу. Кроме того, она не содержит гравитационное взаимодействие
46 и частиц темной материи, не объясняет барионную асимметрию Вселенной. Это
47 мотивирует проводить исследования, целью которых является нахождение откло-
48 нений величин частот образования частиц от предсказаний СМ, что будет косвенно
49 указывать на т.н. «новую физику».

50 В данной работе для исследования был выбран чувствительный к отклонениям
51 от СМ процесс ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном с последующим
52 распадом Z -бозона на нейтрино и антинейтрино в результате pp столкновений.
53 Выбор данного конечного состояния мотивирован большей вероятностью нейтрин-
54 ной моды распада ($\sim 20\%$) по сравнению с модой распада в заряженные лептоны
55 ($\sim 6.7\%$) и меньшей загрязненностью фоновыми процессами в сравнении с распа-
56 дом по адронному каналу ($\sim 70\%$).

57 На рисунке 1 представлены диаграммы Фейнмана [2], диаграмма **a** иллюстри-
58 рует процесс с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, разрешенный в рамках СМ, диа-
грамма **b** – пример аномальной тройной вершины, запрещенной в СМ.

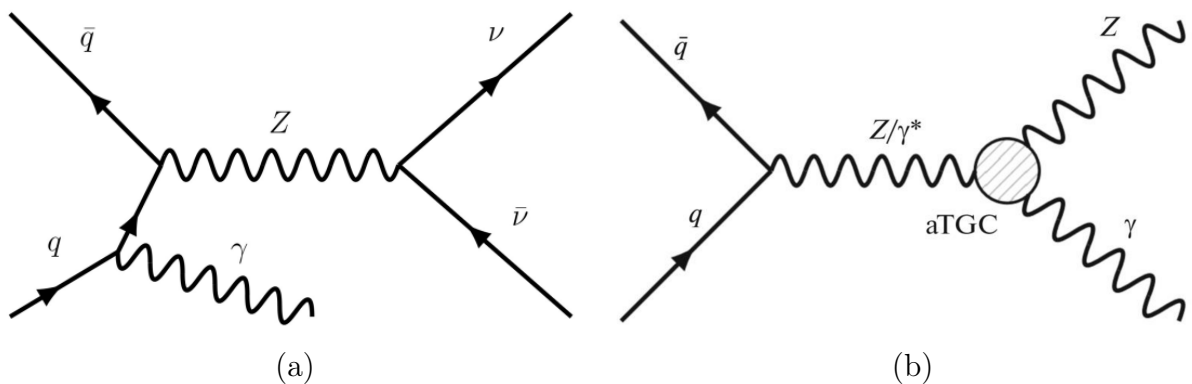


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. Диаграмма **a** предсказывается СМ. Диаграмма **b** имеет аномальную тройную вершину и выходит за рамки СМ

59

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Мотивация анализа заключается в следующем:

- Измерение сечения процесса с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и сравнение результата с теоретическим значением для проверки предсказаний СМ;
- Поиск аномальных трехбозонных вершин, чувствительных к физике вне СМ — «новой физики».

Цель работы:

Оценить долю числа фоновых событий, обусловленных множественными pp взаимодействиями при пересечении пучков, т.н. пайлап фон, по отношению к данным в процессе ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном;

В соответствии с целью поставлены следующие задачи:

- Разработать альтернативный подход для оценки пайлап событий в процессе ассоциированного рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ - метод Монте-Карло наложений;
- Получить статистическую и систематическую погрешности для оцененного числа пайлап событий.

Научная новизна работы:

Реализован альтернативный способ оценки пайлап фона для процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном.

Практическая значимость:

Разработанный метод оценки числа фоновых событий, обусловленных множественными pp взаимодействиями при пересечении пучков, может быть применен в исследованиях любых других дибозонных конечных состояний в pp столкновениях в эксперименте ATLAS.

1. УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА ATLAS

1.1. ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [3] – эксперимент на Большом адронном коллайдере (БАК), расположенном в Европейской организации по ядерным исследованиям – CERN [4]. Является одноименным многоцелевым детектором элементарных частиц, предназначенным для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов. Задачами эксперимента являются поиск бозона Хиггса и «новой физики». Изображенный на рисунке 2 детектор ATLAS обладает осевой симметрией относительно продольного направления пучка ускоренных протонов и обладает трансляционной симметрией относительно точки взаимодействия. Детектор состоит из внутренней трековой системы, окруженной тонким сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров и мюонного спектрометра.

1.1.1 Система координат детектора ATLAS

Одна из основных систем отсчета в эксперименте — прямоугольная система координат. Номинальная точка взаимодействия определяет начало системы координат. Ось z направлена по лучу, плоскость xOy перпендикулярна ему таким образом, что ось x направлена от точки взаимодействия к центру кольца БАК, а ось y направлена вверх. Кроме того, используется цилиндрическая система координат, в которой азимутальный угол ϕ определяется вокруг оси луча в плоскости xOy , полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z и обычно выражается через псевдобыстроту — безразмерную физическую величину, показывающую отклонение траектории движения элементарной частицы от оси пучка, которая задается формулой:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \quad (1)$$

107 Угловое расстояние между частицами выражается с помощью псевдобыстроты
 108 и азимутального угла как:

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

109 Формулы 3 и 4 определяют поперечные импульс и энергию:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}| \sin \theta, \quad (3)$$

$$E_T = E \sin \theta. \quad (4)$$

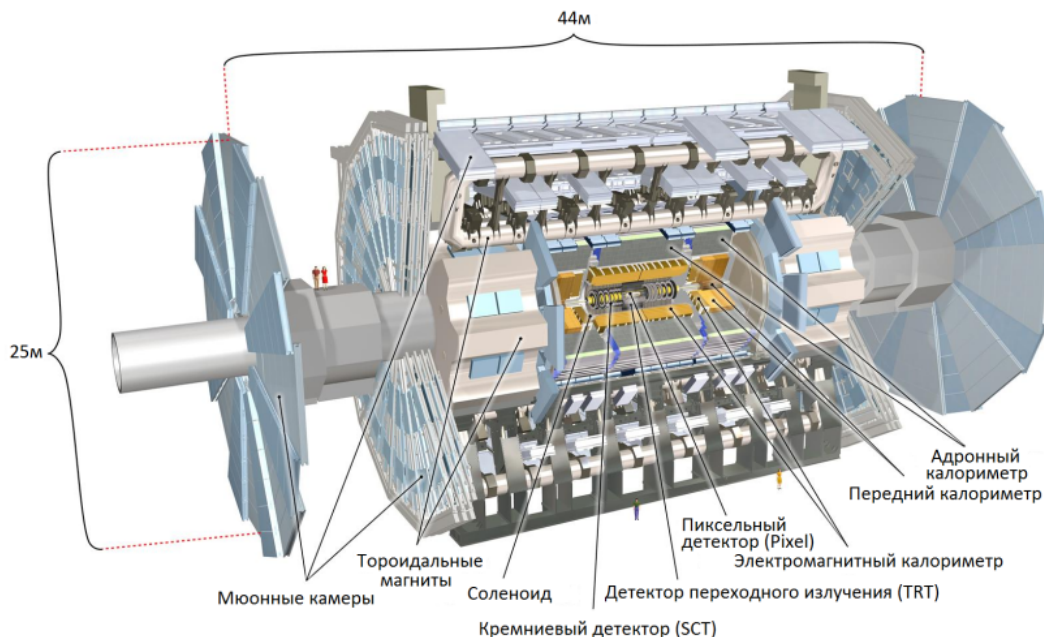


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

110

111

1.1.2 Внутренний детектор

112 Внутренний детектор (ВД) расположен в центральной части детектора ATLAS.
 113 Его задачей является прецизионное измерение координат и импульсов заряженных
 114 частиц. Реконструированные треки заряженных частиц получают искривленны-

115 ми благодаря магнитному полю в 2 Тл от соленоида, что позволяет восстановить
116 импульс и заряд частиц. ВД состоит из трех подсистем, изображенных на рисунке
117 2: пиксельного и микрострипового кремниевых детекторов, которые обеспечива-
118 ют измерения в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, а также трекера переходного
119 излучения, охватывающего область псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$.

120 Задача пиксельного кремниевого детектора заключается в наиболее точном
121 измерении координат вблизи соударений пучков. Заряженная частица пересека-
122 ет три слоя пиксельного детектора, создавая в результате ионизационных потерь
123 свободные носители заряда – электроны и дырки. Приложенное к пикселю напря-
124 жение обеспечивает дрейф пары в определенную сторону пикселя и формирует
125 сигнал. Интегральная доза излучения влияет на работу датчиков детектора. Для
126 уменьшения воздействия радиации на пиксель, детектор работает при температу-
127 ре от -5 до -10°C .

128 Преодолев три слоя пикселей, частица пересекает восемь слоев микрострипо-
129 вого кремниевого детектора, механизм работы которого подобен пиксельному. На
130 каждый модуль приходится 768 стрипов длиной 6.4 см, со средним шагом нане-
131 сения стрипов 80 мкм.

132 Трекер переходного излучения представляет собой систему из порядка 351000
133 дрейфовых тонкостенных трубок диаметром 4 мм с активной газовой смесью
134 $Xe/CO_2/O_2$ (70%/27%/3%), пространство между которыми заполнено полипро-
135 пиленовым материалом, являющимся источником переходного излучения. В цен-
136 тре трубки размещена анодная нить для снятия сигнала.

137 Кроме того, основанная на Xe газовая смесь позволяет регистрировать фото-
138 ны от переходного излучения, так как обеспечивает большое энерговыделение по
139 сравнению с детектируемыми заряженными частицами.

140 1.1.3 Система калориметров

141 Задачей калориметров является измерение энергий и позиций пришедших в
142 него частиц. Калориметрическая система, включающая в себя электромагнитный
143 (ЭМК) и адронный калориметры, охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$.
144 При прохождении элементарных частиц через вещество калориметра образуется

145 ливень вторичных частиц, энергия которого пропорциональна энергии исходной
146 частицы. Калориметр представляет собой чередующиеся слои поглотителя, вы-
147 зывающего ливни частиц, и активного вещества, которое используется для реги-
148 страции энергии ионизации, что позволяет вычислять недостающую поперечную
149 энергию E_T^{miss} [5]. Конструкция калориметров обеспечивает снижение фонового по-
150 тока мюонов, достигающих мюонной системы. Высокая степень сегментирования
151 ЭМК в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$ позволяет достоверно идентифицировать
152 электроны и фотоны, за исключением переходной области $1.37 < |\eta| < 1.52$ между
153 цилиндрической и торцевыми частями калориметра. Адронный калориметр, рас-
154 положенный непосредственно за пределами ЭМК, предназначен для измерения
155 энергии адронов.

156 1.1.4 Мюонный спектрометр

157 Мюонный спектрометр (МС) предназначен для измерения импульсов мюонов
158 и идентификации мюонов высоких энергий в области $|\eta| < 2.7$ псевдобыстрот. Ка-
159 меры, составляющие МС, размещены во внешнем магнитном поле, создаваемом
160 тороидальными магнитами. К системе прецизионных камер, производящих изме-
161 рение импульса мюона с помощью трека, изгибающегося в поле тороидальных
162 магнитов, относятся: мониторируемые дрейфовые трубки, катодные стриповые
163 камеры. Резистивные плоские камеры и тонко-зазорные камеры образуют систе-
164 му триггерных камер МС.

165 1.1.5 Триггерная система

166 Триггерная система обеспечивает выделение интересных событий среди огром-
167 ного количества фоновых и понижает входную частоту, которая составляет ~ 40
168 МГц, до порядка ~ 1 кГц. Уровни, реализующие триггер: триггер первого уров-
169 ня, использующий ограниченное количество информации детектора от калоримет-
170 ров и триггерных мюонных камер для принятия решения за менее чем 2.5 мкс и
171 снижающий частоту до ~ 75 кГц; триггер высокого уровня, производящий более
172 детальную реконструкцию с задержкой порядка сотен мс.

2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОТБОР СОБЫТИЙ

В настоящем исследовании использовались наборы данных Run II pp -столкновений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s}=13$ ТэВ и интегральной светимостью $L = \int L dt = 140 \text{ fb}^{-1}$, набранные детектором ATLAS в период с 2015 по 2018 гг.

Также в работе использовались Монте-Карло (МК) наборы, прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Для сигнального процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, в котором присутствуют вершины сильного взаимодействия, т.н. КХД процесс, использовался МК генератор Sherpa [6]. Процессы без участия глюонов, т.н. электрослабые процессы, $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $W\gamma$ были смоделированы с помощью генератора MadGraph [7]. Генератор Sherpa использовался для КХД процессов $W\gamma$, $Z(l\bar{l})\gamma$, $\gamma + jet$, $Z(\nu\bar{\nu})j$. События $t\bar{t}$ были смоделированы с помощью Powheg [8]. Адронизация была осуществлена с помощью моделей партонных ливней Pythia8 [9] и Herwig7 [10].

2.1. ОТБОР ФОТОНОВ

Преимущественно фотоны реконструируются на основе кластеров в ЭМК. При прохождении фотона в веществе внутреннего детектора возможно рождение электрон-позитронной пары, которая может быть зарегистрирована трековым детектором. Фотоны, восстановленные во ВД из такой электрон-позитронной пары, называют конверсионными. Кластеры без совпадения с треками в ЭМК классифицируются как неконверсионные. Форма ливня [11], создаваемая в ЭМК кандидатами в фотоны, позволяет отличить фотоны от адронных струй, которые создают схожий отклик в детекторе. На основе переменных ливня для фотонов определяется два типа селекции: мягкая «Loose» и жесткая «Tight» идентификации. «Loose» селекция, используемая для триггерных целей, предоставляет возможность получить сравнительно высокую эффективность идентификации фотонов при низком уровне подавления по переменным адронной утечки. «Tight» селекция обеспечивает эффективность идентификации фотонов на уровне 85%.

201 Кандидаты в фотоны должны быть реконструированы в области псевдобыст-
 202 рот $|\eta| < 2.37$. Также накладываются отборы по трековой и калориметрической
 203 изоляциям, они соответствуют изоляционной рабочей точке FixedCutLoose [12],
 204 информация о которой представлена в таблице 1.

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

Таблица 1 — Определение изоляционной рабочей точки FixedCutLoose

205 Здесь E_T^{cone20} задает энергосодержание в электромагнитном калориметре в ко-
 206 нусе с раствором $\Delta R=0.2$ вокруг фотонного кандидата, p_T^{cone20} есть сумма попе-
 207 речных импульсов в конусе с раствором $\Delta R=0.2$.

208 2.2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

209 Сигнатура исследуемого $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ процесса может быть воспроизведена в ряде
 210 фоновых процессах, вклад которых указан в % по отношению ко всем фоновым
 211 событиям:

- 212 • ($\sim 36\%$) $\gamma + jet$ события, в которых большой E_T^{miss} обусловлен неверно из-
 213 меренной энергии струй;
- 214 • ($\sim 28\%$) $W(\rightarrow l\nu)\gamma$, где τ может распадаться на адроны, или где электрон
 215 или мюон от распада τ или W не регистрируется;
- 216 • ($\sim 20\%$) $W(e\nu)$, моно- t и $t\bar{t}$ события, где электрон в конечном состоянии
 217 неверно идентифицируется как фотон $e \rightarrow \gamma$;
- 218 • ($\sim 14\%$) $jet \rightarrow \gamma$, к которым относятся $W(\tau\nu)$, где τ лептон распадается на
 219 адроны, а также Zj и многоструйные процессы, где одна из струй неверно
 220 идентифицируется как фотон;
- 221 • ($\sim 1.9\%$) $Z(ll) + \gamma$, в которых τ может распадаться на адроны или электрон
 222 или мюон от распада τ или Z не регистрируется;

- ($\sim 1.6\%$) $t\bar{t}\gamma$, в которых один или оба W бозона от распада t -кварка распадаются на лептоны, а затем τ либо распадается на адроны, либо не восстанавливается.

С первичной вершиной, т.е. вершиной взаимодействия протонных партонов, которая является источником процесса с высоким переданным импульсом, связан фон, обусловленный множественными pp взаимодействиями, происходящими внутри пересечения сгустков, в следствие чего Z -бозон может быть ассоциирован с фотоном из другого pp -столкновения, т.н. пайлап фон.

2.2.1 Отбор событий

Конечное состояние $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ характеризуется высоким потерянном поперечным импульсом от $\nu\bar{\nu}$. Вето на электроны и мюоны отсеивает процессы с этими лептонами в конечном состоянии. Ограничение $E_T^\gamma > 150$ ГэВ на поперечный импульс фотона обусловлено использованием однофотонного триггера $E_T^\gamma > 140$ ГэВ. В таблице 2 приведены отборы событий, которые применялись в исследовании:

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

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

Переменная E_T^{miss} есть потерянная поперечная энергия, величина которой определяется модулем вектора потерянного поперечного импульса $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|$. Переменная \vec{p}_T^{miss} есть вектор дисбаланса суммарного импульса в поперечной плоскости, есть сумма поперечных импульсов частиц в конечном состоянии со знаком минус. Значимость E_T^{miss} [13] — это величина, отделяющая события с правдивой величиной

242 потерянной поперечной энергии, по которым можно судить о наличии нейтрино,
 243 от событий с «фальшивой» величиной, в основном обусловленной либо неполной
 244 реконструкцией адронных струй, либо от неверного измерения их энергии, что
 245 приводит к увеличению изначально низкой величины потерянного импульса. Зна-
 246 чимость $E_T^{\text{miss}}(\mathcal{S})$ определяется согласно формуле 5 для проверки гипотезы о том,
 247 что величина полного поперечного импульса p_T^{inv} , переносимого «невидимыми»
 248 частицами, отлична от нуля, против гипотезы, о том, что p_T^{inv} равен нулю:

$$\mathcal{S}^2 = 2 \ln \frac{\max_{p_T^{\text{inv}} \neq 0} \mathcal{L}(E_T^{\text{miss}} | p_T^{\text{inv}})}{\max_{p_T^{\text{inv}} = 0} \mathcal{L}(E_T^{\text{miss}} | p_T^{\text{inv}})}, \quad (5)$$

249 где $\mathcal{L}(E_T^{\text{miss}} | p_T^{\text{inv}})$ – функция правдоподобия.

250 Согласно формуле 5 значимость может быть представлена в следующей форме:

$$\mathcal{S} = \frac{|E_T^{\text{miss}}|}{\sigma_L \sqrt{(1 - \rho_{LT}^2)}}, \quad (6)$$

251 где σ_L – дисперсия измеренного E_T^{miss} в продольном направлении, ρ_{LT} – корреля-
 252 ционный фактор измерения продольной и поперечной компонент E_T^{miss} .

253 Переменные $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ и $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ определяют разность азимуталь-
 254 ных углов между \vec{p}_T^{miss} и фотоном и первой по величине поперечного импульса
 255 адронной струей соответственно.

3. ОЦЕНКА ФОНА, ОБУСЛОВЛЕННОГО МНОЖЕСТВЕННЫМИ pp ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Неопределенность в измерении продольной координаты z_γ приводит к небрежимой вероятности того, что Z -бозон может быть ассоциирован с фотоном из другого pp столкновения. Такие события относятся к пайлап фону.

Из-за низкой точности метод, основанный на данных [14], может быть использован только для проверки и подтверждения результатов, полученных с помощью альтернативных подходов. Ввиду этого, в данной работе рассмотрен альтернативный подход для оценки исследуемого фона, т.н. метод Монте-Карло наложений.

3.1. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО НАЛОЖЕНИЙ

3.1.1 Методология

Для получения оценки количества событий, обусловленных множественными pp взаимодействиями, (обозначенные как $A+B$ события) в процессе дибозонного рождения (обозначенные как AB события) используются две независимые A и B выборки на генераторном уровне. Набор из $A+B$ событий строится путем наложения каждого события B процесса на случайным образом выбранное событие A процесса.

Рисунок 3 иллюстрирует пример фонового события, обусловленного множественными pp взаимодействиями, где первичная вершина $PV0$ является источником события A процесса, а $PV1$ является источником события B процесса.

Наложение B на A осуществляется путем добавления объектов (например, фотонов, струй и т.д.) из события B процесса в событие A процесса. Переменные, определяющие конечное AB состояние, вычисляются с целью сформировать $A+B$ событие, также именуемое как событие Монте-Карло наложения (МКН). Такие переменные используются для проверки на соответствие критериям отбора событий с конечным AB состоянием.

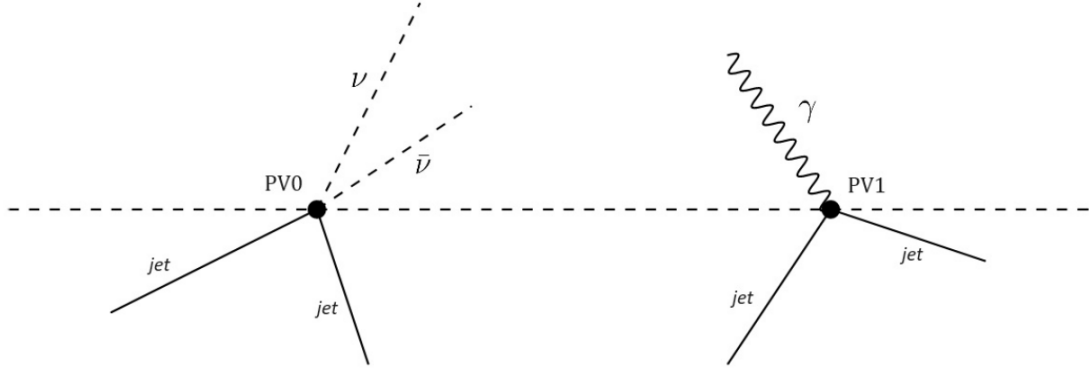


Рисунок 3 — Фоновое событие, обусловленное множественными pp взаимодействиями, где PV0 и PV1 – первичные вершины для двух независимых А и В процессов соответственно

283 Вес скомбинированного А+В события определяется согласно формуле 7:

$$w_{A+B} = \frac{w_A w_B}{\langle w_A \rangle \langle w_B \rangle} \frac{L \sigma_{A+B}}{N_{\text{ОМС}}}, \quad (7)$$

284 где $w_{A/B}$ и $\langle w_{A/B} \rangle$ – вес события для А/В процесса и средний вес для А/В процесса,
 285 σ_{A+B} – поперечное сечение для А+В события, $N_{\text{ОМС}}$ – количество МКН событий,
 286 L – интегральная светимость.

287 Поперечное сечение для А+В события определяется следующим образом:

$$\sigma_{A+B} = \langle \mu \rangle \frac{\sigma_A \sigma_B}{\sigma_{\text{inel}}}, \quad (8)$$

288 где $\langle \mu \rangle$ – среднее число неупругих pp столкновений, $\sigma_{A/B}$ – поперечное сечение для
 289 независимого А/В процесса, σ_{inel} – поперечное сечение неупругого взаимодействия.

290 Число пайлап событий на уровне генератора вычисляется согласно формуле 9
 291 путем суммирования весов w_{A+B} :

$$N_{A+B}^{\text{gen}} = \sum w_{A+B}. \quad (9)$$

292 Ожидаемое число пайлап событий на уровне реконструкции в СО вычисляется
 293 согласно формуле 10:

$$N_{A+B}^{\text{rec}} = N_{A+B}^{\text{gen}} C_{AB}, \quad (10)$$

294 где C_{AB} – коррекционный фактор, учитывающий потери сигнальных событий при
 295 переходе от уровня генератора к уровню реконструкции.

296 3.1.2 Процедура комбинации событий

297 Метод Монте-Карло наложений оценки пайлап событий реализуется для про-
 298 цесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. Независимые Z -бозон и
 299 фотон, взятые из $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ МК наборов, используются в качестве А и В
 300 компонент соответственно.

301 Комбинация событий производится на уровне генератора в доверительной об-
 302 ласти фазового пространства для конечного $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ состояния, определение ко-
 303 торой представлено в таблице 3. Аналогом потерянного поперечного импульса на
 304 уровне генератора является $p_T^{\nu\bar{\nu}}$ – поперечный импульс Z -бозона, который распа-
 305 дается на пару нейтрино.

Объект	Ограничение
Фотон	Изолированный, $E_T^\gamma > 150$ ГэВ $ \eta < 2.37$ за исключением $1.37 < \eta < 1.52$
Струя	$ \eta < 4.5$ $p_T > 50$ ГэВ $\Delta R(\text{jet}, \gamma) > 0.3$
Лептон	$N_l = 0$
Нейтрино	$p_T^{\nu\bar{\nu}} > 130$ ГэВ
События	Значимость $E_T^{\text{miss}} > 11$ $ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.6$ $ \Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1) > 0.3$

Таблица 3 — Определение доверительной области фазового пространства

306 События $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ предварительно отбираются требованиями довери-
 307 тельной области фазового пространства к объектам соответствующих процессов:
 308 ограничения на фотон, струи и лептоны используются для $\gamma + \text{jets}$ процесса; огра-
 309 ничения на струи, лептоны, нейтрино и значимость E_T^{miss} используются для $Z + \text{jets}$
 310 процесса.

311 Наложение фотона из каждого $\gamma + \text{jets}$ набора на случайным образом выбран-
312 ный Z -бозон из каждого $Z + \text{jets}$ набора производится до тех пор, пока перемен-
313 ные $\Delta R(\text{jet}, \gamma)$, $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma)|$ и $|\Delta\phi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j_1)|$ не будут соответствовать критери-
314 ям отбора доверительной области фазового пространства. Процедура наложения
315 осуществляется в пределах каждой из кампаний, различие между которыми про-
316 водится по энергии БАК в системе центра масс, геометрии детектора и версии
317 программного обеспечения. Кампании MC16a, MC16d и MC16e отвечают 2015-
318 2016, 2017 и 2018 календарным годам соответственно.

319 В таблице 4 представлена информация об $\gamma + \text{jets}$ наборах, используемых для
320 построения $Z + \gamma$ событий: $\sigma_\gamma^{\text{gen}}$ – генераторное поперечное сечение для $\gamma + \text{jets}$
321 процесса, $N_\gamma^{\text{MC16a/d/e}}$ – количество событий, прошедших отборы доверительной об-
322 ласти для соответствующих объектов $\gamma + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампаний. В
323 таблице 5 представлена информация об $Z + \text{jets}$ наборах, используемых для постро-
324 ения $Z + \gamma$ событий: σ_Z^{gen} – генераторное поперечное сечение для $Z + \text{jets}$ процесса,
325 $N_Z^{\text{MC16a/d/e}}$ – количество событий, прошедших отборы доверительной области для
326 соответствующих объектов $Z + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампаний.

$\gamma + \text{jets}$	p_T^γ , ГэВ	$\sigma_\gamma^{\text{gen}}$, нб	N_γ^{MC16a}	N_γ^{MC16d}	N_γ^{MC16e}
361045	140-280 CVetoBVeto	2.4733e-1	5730863	7164490	9722954
361046	140-280 CFilterBVeto	2.4730e-1	3531410	4412930	5989939
361047	140-280 BFilter	2.4928e-1	3488508	4388563	5906211
361048	280-500 CVetoBVeto	1.3636e-2	3473982	4338889	5899403
361049	280-500 CFilterBVeto	1.3636e-2	1311955	1688373	2224485
361050	280-500 BFilter	1.3871e-2	1564949	1983444	2557681
361051	500-1000 CVetoBVeto	9.2491e-4	739530	923512	1255073
361052	500-1000 CFilterBVeto	9.2369e-4	555049	695226	943402
361053	500-1000 BFilter	9.4472e-4	110999	138837	193315
361054	1000-2000 CVetoBVeto	1.8485e-5	480505	601956	816193
361055	1000-2000 CFilterBVeto	1.8466e-5	240505	307718	413754
361056	1000-2000 BFilter	1.8978e-5	67307	86534	115429

Таблица 4 — Значения генераторного поперечного сечения и значения количества событий, прошедших отборы доверительной области для соответствующих объектов $\gamma + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампаний

$Z + \text{jets}$	$p_T^Z, \Gamma \text{ЭВ}$	$\sigma_Z^{\text{gen}}, \text{нб}$	N_Z^{MC16a}	N_Z^{MC16d}	N_Z^{MC16e}
364222	500-1000	3.0440e-4	136217	103989	171221
364223	> 1000	5.8558e-6	70715	70269	116466
366011	100-140 BFilter	1.0910e-1	20	25	74
366012	100-140 BFilter	4.5514e-3	76	82	233
366013	100-140 BFilter	1.2029e-3	72	92	248
366014	140-280 BFilter	5.1779e-2	3933	4913	13228
366015	140-280 BFilter	4.4678e-3	1257	1457	4303
366016	140-280 BFilter	1.3760e-3	688	801	2227
366017	280-500 BFilter	4.2467e-3	6939	6946	22675
366020	100-140 CFilterBVeto	1.0912e-1	20	22	32
366021	100-140 CFilterBVeto	4.5539e-3	100	107	152
366022	100-140 CFilterBVeto	1.2024e-3	115	113	163
366023	140-280 CFilterBVeto	5.1774e-2	2965	3696	4833
366024	140-280 CFilterBVeto	4.4680e-3	1576	1754	2682
366025	140-280 CFilterBVeto	1.3755e-3	1461	1512	2352
366026	280-500 CFilterBVeto	4.2483e-3	20247	25527	33481
366029	100-140 CVetoBVeto	1.0914e-1	10	22	26
366030	100-140 CVetoBVeto	4.5575e-3	72	80	111
366031	100-140 CVetoBVeto	1.2022e-3	101	121	161
366032	140-280 CVetoBVeto	5.1778e-2	19845	24856	33351
366033	140-280 CVetoBVeto	4.4714e-3	3857	4764	6465
366034	140-280 CVetoBVeto	1.3755e-3	3848	3858	6365
366035	280-500 CVetoBVeto	4.2499e-3	25435	31390	42087

Таблица 5 — Значения генераторного поперечного сечения и значения количества событий, прошедших отборы доверительной области для соответствующих объектов $Z + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампаний

327 Обработка всех $\gamma + \text{jets}$ событий требует значительных вычислительных ресур-
328 сов, поэтому статистика объёмных $\gamma + \text{jets}$ наборов уменьшается до 100000 собы-
329 тий. Тем не менее сокращенная выборка является репрезентативной, как показано
330 в приложении [A](#), и позволяет получить достоверные результаты.

331 Вычисление весов пайлап событий на уровне генератора производится соглас-
332 но формуле [11](#) для каждого $\gamma + \text{jets}$ набора скомбинированного с определенным

333 $Z + \text{jets}$ набором:

$$w_{Z+\gamma} = \frac{w_Z w_\gamma}{\langle w_Z \rangle \langle w_\gamma \rangle} \frac{L \sigma_{Z+\gamma}}{N_{\text{ОМС}}}, \quad (11)$$

334 где $w_{Z/\gamma}$, $\langle w_{Z/\gamma} \rangle$, – вес и среднений вес события для $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ процессов
 335 соответственно, $N_{\text{ОМС}}$ – количество МКН событий. Поперечное сечение $\sigma_{Z+\gamma}$ для
 336 $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$ событий вычисляется следующим образом:

$$\sigma_{Z+\gamma} = \langle \mu \rangle \frac{\sigma_Z^{\text{gen.}} \cdot \epsilon_Z \cdot \sigma_\gamma^{\text{gen.}} \cdot \epsilon_\gamma}{\sigma_{\text{inel}}}. \quad (12)$$

337 Сечения $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ процессов в определенной области фазового простран-
 338 ства могут быть получены путем корректировки генераторных сечений σ_Z^{gen} и $\sigma_\gamma^{\text{gen}}$
 339 на эффективности ϵ_Z и ϵ_γ соответственно. Поперечное сечение неупругого взаи-
 340 модействия σ_{inel} принимается равным 80 мб [15].

341 В таблице 6 приведены значения интегральной светимости L и среднего числа
 342 неупругих pp столкновений $\langle \mu \rangle$ [16] для каждой кампании.

	MC16a	MC16d	MC16e
$L, \text{пб}^{-1}$	36646.74	44630.6	58791.6
$\langle \mu \rangle$	25.1	37.8	36.1

Таблица 6 — Значения интегральной светимости L и среднего числа неупругих pp столкновений $\langle \mu \rangle$ для каждой кампании

343 В таблице 7 приведены значения суммарного числа пайлап событий на уровне
 344 генератора, полученное путем комбинации каждого $\gamma + \text{jets}$ набора последователь-
 345 но с каждым $Z + \text{jets}$ набором.

3.1.3 Коррекционный фактор

347 К ожидаемому числу фоновых событий, обусловленных множественными pp
 348 взаимодействиями, на уровне генератора применяется коррекционный фактор $C_{Z\gamma}$,
 349 для того чтобы получить оценку числа пайлап событий на уровне реконструкции.

$\gamma + \text{jets}$	MC16a	MC16d	MC16e
361045	$(20.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(38.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$	$(49.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$
361046	$(20.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(39.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$	$(49.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$
361047	$(21.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(39.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$	$(50.8 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$
361048	$(14.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(26.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(33.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
361049	$(14.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(26.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(33.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
361050	$14.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(26.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	$(34.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
361051	$(9.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(18.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	$(23.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
361052	$(9.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(18.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	$(23.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
361053	$(9.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(18.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	$(23.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
361054	$(19.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$	$(37.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-6}$	$(48.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$
361055	$(20.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$	$(37.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-6}$	$(48.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$
361056	$(20.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$	$(38.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$	$(49.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$
Интеграл	0.669 ± 0.008	1.261 ± 0.014	1.611 ± 0.015

Таблица 7 — Значения суммарного числа пайлап событий на уровне генератора для каждого $\gamma + \text{jets}$ набора, полученные путем последовательной комбинации с каждым $Z + \text{jets}$ набором. В нижней строке приведены итоговые значения числа пайлап событий на уровне генератора в пределах MC16a/d/e кампании. Указанные погрешности – статистические

350 Коррекционный фактор, вычисляемый согласно формуле 13, учитывает поте-
351 ри сигнальных событий при переходе от уровня генератора к уровню реконструк-
352 ции:

$$C_{Z\gamma} = \frac{N_{Z\gamma}^{\text{rec}}}{N_{Z\gamma}^{\text{gen}}}, \quad (13)$$

353 где $N_{Z\gamma}^{\text{rec}}$ – есть число сигнальных МК событий, прошедших все отборы на уровне
354 реконструкции, $N_{Z\gamma}^{\text{gen}}$ – есть число сигнальных МК событий, прошедших отборы
355 доверительной области на уровне генератора.

356 Так как общее число пайлап событий на уровне генератора вычисляется путем
357 суммирования значений числа пайлап событий, вычисляемых для каждого $\gamma + \text{jets}$
358 набора, $C_{Z\gamma}$ -фактор должен быть параметризован по поперечному импульсу фо-
359 тона. В таблице 8 приведены значения коррекционного фактора для 4 интервалов
360 по поперечному импульсу фотона p_T^γ : [150; 280; 500; 1000; 2000] ГэВ.

p_T^γ , ГэВ	MC16a	MC16d	MC16e
150-280	0.8685 ± 0.0018	0.8155 ± 0.0017	0.8246 ± 0.0014
280-500	0.853 ± 0.005	0.818 ± 0.004	0.822 ± 0.004
500-1000	0.841 ± 0.015	0.803 ± 0.014	0.829 ± 0.012
1000-2000	0.80 ± 0.08	0.84 ± 0.11	0.73 ± 0.06

Таблица 8 — Значения коррекционного фактора $C_{Z\gamma}$ в зависимости от поперечного импульса фотона для каждой кампании. В приложении Б приведены иллюстрации для $C_{Z\gamma}(p_T^\gamma)$

361 Число пайлап событий на уровне реконструкции вычисляется согласно фор-
362 муле 14 путем домножения значений ожидаемого числа событий на уровне гене-
363 ратора из таблицы 7 на соответствующий определенному значению p_T^γ $C_{Z\gamma}$ -фактор.

$$N_{Z+\gamma}^{SR} = N_{Z+\gamma}^{FR} C_{Z\gamma}, \quad (14)$$

364 где $N_{Z+\gamma}^{SR}$, $N_{Z+\gamma}^{FR}$ — число пайлап событий в СО и доверительной областях соответс-
365 венно. В таблице 9 приведены значения числа пайлап событий на уровне рекон-
366 струкции в СО для каждой кампании.

367 Результирующее число фоновых событий, обусловленных множественными pp
368 столкновениями, в СО составляет 2.938 ± 0.018 (стат.) событий. Значение доли пай-
369 лап событий по отношению к данным составляет $(0.01257 \pm 0.00011)\%$. Указанная
370 погрешность — статистическая.

$\gamma + \text{jets}$	MC16a	MC16d	MC16e
361045	$(17.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(31.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$(40.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$
361046	$(18.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(31.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$(41.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$
361047	$(18.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(32.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$(41.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$
361048	$(12.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(21.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(27.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
361049	$(12.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(21.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(27.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
361050	$(12.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(22.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(28.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
361051	$(8.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(14.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	$(19.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
361052	$(8.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(14.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	$(19.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
361053	$(8.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(15.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	$(19.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
361054	$(16.0 \pm 1.7) \cdot 10^{-6}$	$(3.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$	$(3.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$
361055	$(16.0 \pm 1.7) \cdot 10^{-6}$	$(3.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$	$(3.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$
361056	$(16.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-6}$	$(3.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$	$(3.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$
Интеграл	0.581 ± 0.007	1.028 ± 0.011	1.329 ± 0.012

Таблица 9 — Значения суммарного числа пайлап событий на уровне реконструкции в СО для каждого $\gamma + \text{jets}$ набора. В нижней строке приведены итоговые значения числа пайлап событий на уровне реконструкции в СО в пределах MC16a/d/e кампании. Указанные погрешности – статистические

3.1.4 Статистическая и систематическая погрешности

К компонентам статистической погрешности числа пайлап событий относятся:

- Погрешности на веса w_γ и w_Z событий, участвующих в комбинации $\gamma + \text{jets}$ наборов с $Z + \text{jets}$ наборами;
- Погрешность на коррекционный фактор $C_{Z\gamma}$;
- Погрешности на эффективности ϵ_Z и ϵ_γ , которые корректируют $\sigma_Z^{\text{gen.}}$ and $\sigma_\gamma^{\text{gen.}}$ соответственно.

Для получения полной статистической погрешности значения, перечисленных выше компонент, суммируются в квадратурах. Относительное значение для статистической погрешности составляет 0.6%.

382 Систематическая погрешность обусловлена теоретическими погрешностями на
383 сечения $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ процессов, экспериментальной погрешностью на кор-
384 рекционный фактор $C_{Z\gamma}$, а также погрешностью на интегральную светимость L .

385 Вклад в теоретическую погрешность вносят:

- 386 • погрешность, обусловленная выбором функции распределения плотности пар-
387 тонов (ФРП) [17]. Погрешность на ФРП вычисляется с помощью MadGraph.
388 Наибольшие отклонения составляют 1.3% и 1.5% для $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ про-
389 цессов соответственно;
- 390 • погрешность, обусловленная выбором масштаба перенормировки и фактори-
391 зации. Погрешность на масштаб вычисляется с помощью MadGraph путем
392 варьирования номинального значения масштаба на фактор 0.5 и 2. Наиболь-
393 шее отклонение одинаково для $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ процессов и составляет
394 11.2%.

395 Теоретические погрешности на сечения от компонент $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ вносят
396 одинаковый вклад в общую теоретическую погрешность, и зависят от одинаковых
397 параметров. Ввиду этого, данные ошибки рассматриваются как жестко коррелиро-
398 ванные и суммируются аддитивно. Результирующая теоретическая погрешность
399 составляет 22.5%.

400 Экспериментальная погрешность на коррекционный фактор включает: погреш-
401 ности на эффективности идентификации, изоляции и реконструкции объектов, а
402 также погрешность на эффективность триггера; погрешности, возникающие от
403 энергетической шкалы и разрешения электронов, фотонов и адронных струй, а
404 также от импульсной шкалы и разрешения мюонов и потерянного поперечного
405 импульса. Кроме того, в систематическую погрешность на $C_{Z\gamma}$ -фактор вносит
406 вклад ошибка моделирования, обусловленная выбором МК генератора. Итоговая
407 систематическая погрешность на коррекционный фактор $C_{Z\gamma}$ содержит только
408 преобладающие компоненты ($> 0.1\%$) и принимается равной 3.5% согласно [18].

409 Погрешности на интегральную светимость составляют 2.1%, 2.4% и 2.0% [19]
410 для MC16a, MC16d и MC16e кампаний соответственно. Необходимо принять во
411 внимание, что отношение $\langle\mu\rangle/\sigma_{\text{inel}}$, фигурирующее в формуле для вычисления пай-
412 лап событий, пропорционально L . Общее число неупругих столкновений может

413 быть записано как $N_{\text{inel}} = L \cdot \sigma_{\text{inel}}$, с другой стороны $N_{\text{inel}} = \langle \mu \rangle \cdot N_{\text{bc}}$, где N_{bc} –
 414 общее число сталкивающихся пучков. Из-за равенства $\langle \mu \rangle / \sigma_{\text{inel}} = L / N_{\text{bc}}$ значение
 415 числа пайлап событий квадратично зависит от интегральной светимости. Таким
 416 образом, систематическая погрешность числа фоновых событий, обусловленных
 417 множественными pp взаимодействиями, на интегральную светимость учитывает-
 418 ся с фактором 2 и составляет 2.7%.

419 В таблице 10 обобщены источники систематической погрешности и их относи-
 420 тельный вклад в итоговое число пайлап событий:

Источник систематической погрешности	Отн. отклонение
ФРП \oplus масштаб	22.5%
$C_{Z\gamma}$	3.5%
L	2.7%
Итоговая систематическая погрешность	22.9%

Таблица 10 — Относительные систематические погрешности для числа фоновых событий, обусловленных множественными pp взаимодействиями

421 В результате оценка числа пайлап событий в СО с учетом статистической и
 422 систематической погрешностей составляет $2.938 \pm 0.018(\text{стат.}) \pm 0.674(\text{сист.})$ собы-
 423 тий. Значение доли пайлап событий по отношению к данным составляет $(0.013 \pm$
 424 $0.003(\text{стат.} \oplus \text{сист.}))\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

425

426 Цель работы заключалась в оценке фоновых событий, обусловленных множе-
427 ственными pp взаимодействиями, в процессе ассоциированного рождения Z -бозона
428 с фотоном. В рамках поставленной задачи были получены следующие результаты:

- 429 ● разработан альтернативный подход для оценки фоновых событий, обуслов-
430 ленных множественными pp взаимодействиями – метод Монте-Карло нало-
431 жений;
- 432 ● с помощью метода Монте-Карло наложений получена оценка числа фоновых
433 событий, обусловленных множественными pp взаимодействиями, в СО;
- 434 ● получены значения статистической и систематической погрешностей. Ито-
435 говое число пайлап событий составило $2.938 \pm 0.018(\text{стат.}) \pm 0.674(\text{сист.})$ со-
436 бытия. Значение доли пайлап событий по отношению к данным составило
437 $(0.013 \pm 0.003(\text{стат.} \oplus \text{сист.}))\%$.

438 На основе полученной оценки установлено, что вклад пайлап фона в число со-
439 бытий СО незначителен. Таким образом, исследуемый фон не оказывает влияния
440 на формы распределений, и может быть учтен в качестве дополнительной норми-
441 ровочной систематической погрешности при получении сечения $Z(\nu\nu)\gamma$ процесса.

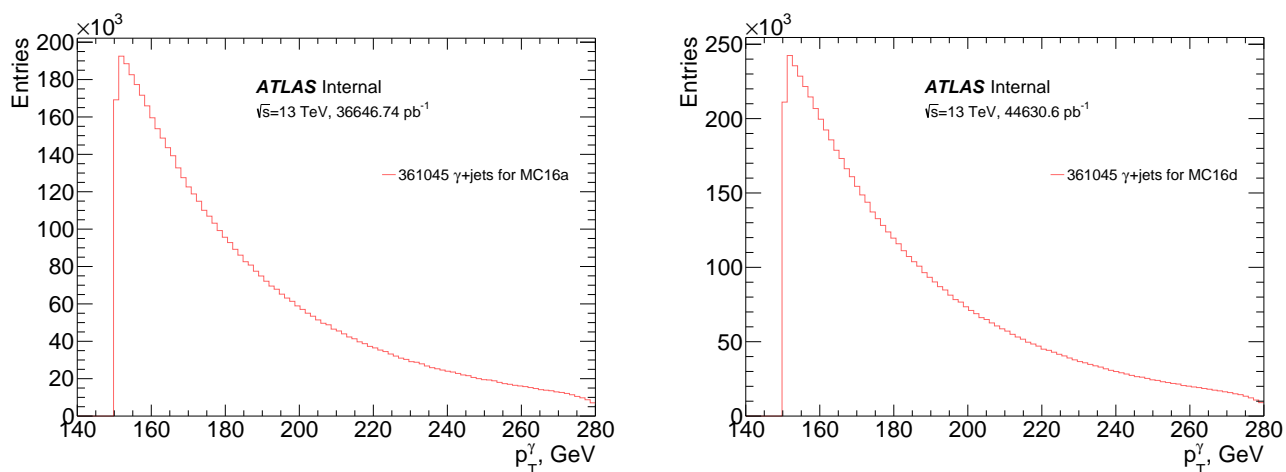
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

442

- 443 [1] В.М. Емельянов Стандартная модель и её расширения. / под ред. Ярунина
444 В.С. М.: Физматлит, 2007.
- 445 [2] ATLAS Collaboration. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section
446 in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector and limits on anomalous
447 triple gauge-boson couplings. *Journal of High Energy Physics*, (10), 2018. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2018\)010](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2018)010).
448
- 449 [3] ATLAS Collaboration. *The performance of ATLAS detector*. Springer, Heidelberg,
450 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1485681>.
- 451 [4] ATLAS Collaboration. The atlas experiment at the cern large hadron collider.
452 *JINST*, 3(08):S08003, 2008. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>.
- 453 [5] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum
454 reconstruction with the atlas detector using proton-proton collisions at
455 $\sqrt{s} = 13$ tev. *Eur. Phys. J.*, 2018. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9>.
456
- 457 [6] Hoeche S. Krauss F., Gleisberg T. et al. Event generation with sherpa 1.1. *JHEP*,
458 2008. 0902. c. 007.
- 459 [7] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S.
460 Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-
461 level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to
462 parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7), jul 2014.
- 463 [8] Oleari C. Frixione S., Nason P. et al. Matching nlo qcd computations with parton
464 shower simulations: the powheg method. *Journal of High Energy Physics.*, 2007.
465 <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>.
- 466 [9] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita
467 Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen,

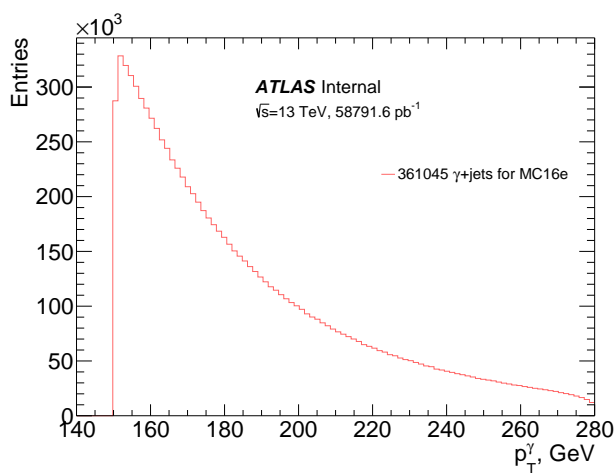
- 468 and Peter Z. Skands. An introduction to PYTHIA 8.2. *Computer Physics*
469 *Communications*, 191:159–177, jun 2015.
- 470 [10] Bellm J. et al. Herwig 7.0/herwig++ 3.0 release note. *The European Physical*
471 *Journal*, 76, 2016. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8>.
- 472 [11] ATLAS collaboration. Electron and photon performance measurements with the
473 ATLAS detector using the 2015-2017 LHC proton-proton collision data. *JINST*,
474 14(12):P12006, 2019. URL<https://cds.cern.ch/record/2684552>.
- 475 [12] URL:[https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool)
476 [IsolationSelectionTool](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool).
- 477 [13] ATLAS. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS
478 detector. Technical report, CERN, Geneva, 2018. [https://cds.cern.ch/](https://cds.cern.ch/record/2630948)
479 [record/2630948](https://cds.cern.ch/record/2630948).
- 480 [14] Жарова В.С. Оценка пайлап фона в исследовании ассоциированного рожде-
481 ния Z -бозона с фотоном. 2023. [https://indico.particle.mephi.ru/event/](https://indico.particle.mephi.ru/event/390/contributions/3838/attachments/2251/4134/Report_7.pdf)
482 [390/contributions/3838/attachments/2251/4134/Report_7.pdf](https://indico.particle.mephi.ru/event/390/contributions/3838/attachments/2251/4134/Report_7.pdf).
- 483 [15] Stark, Simon Holm. Measurements of the elastic, inelastic and total pp cross
484 sections with the atlas, cms and totem detectors. *EPJ Web Conf.*, 141:03007,
485 2017.
- 486 [16] URL:[https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#2018_pp_Collisions)
487 [LuminosityPublicResultsRun2#2018_pp_Collisions](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#2018_pp_Collisions).
- 488 [17] Jon Butterworth et al. PDF4LHC recommendations for LHC Run II. *J. Phys. G*,
489 43:023001, 2016.
- 490 [18] Anastasia Kurova and et al. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ Production Cross
491 Section in pp Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector and Limits on
492 Anomalous Triple Gauge Couplings. Technical report, CERN, Geneva, 2018.
- 493 [19] Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS
494 detector at the LHC. 6 2019.

Репрезентативность $\gamma + \text{jets}$ выборки



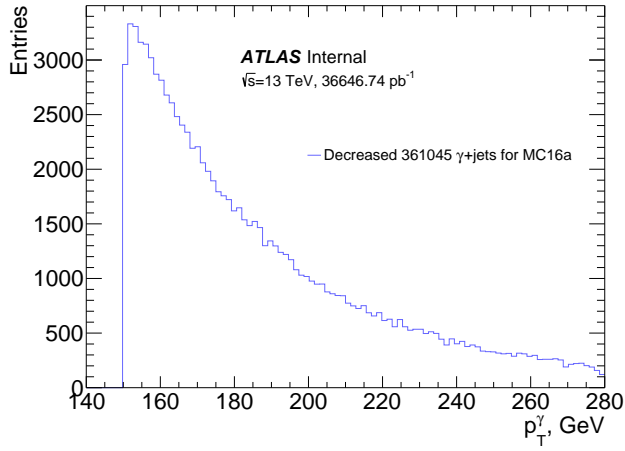
(a)

(b)

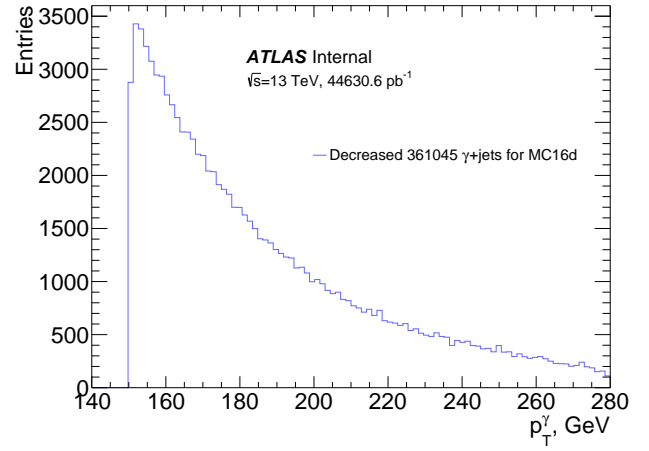


(c)

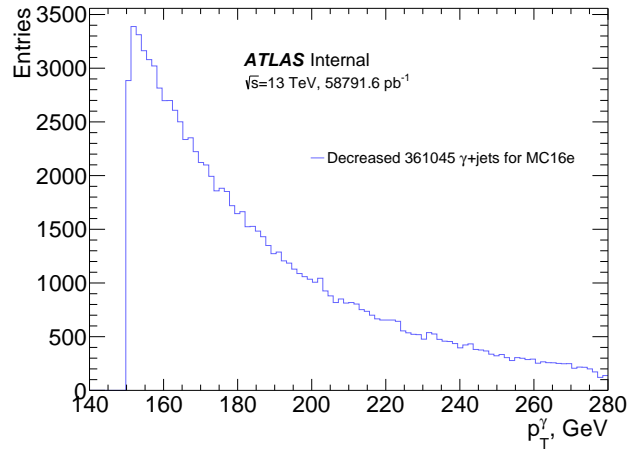
Рисунок 4 — Распределение количества событий, прошедших отборы ДО для соответствующих объектов из 361045 $\gamma + \text{jets}$ набора, для MC16a (a), MC16d (b) и MC16e (c)



(a)



(b)



(c)

Рисунок 5 — Распределение 100000 событий, прошедших отборы ДО для соответствующих объектов из 361045 $\gamma + \text{jets}$ набора, для MC16a (a), MC16d (b), а также MC16e (c)

Коррекционный фактор

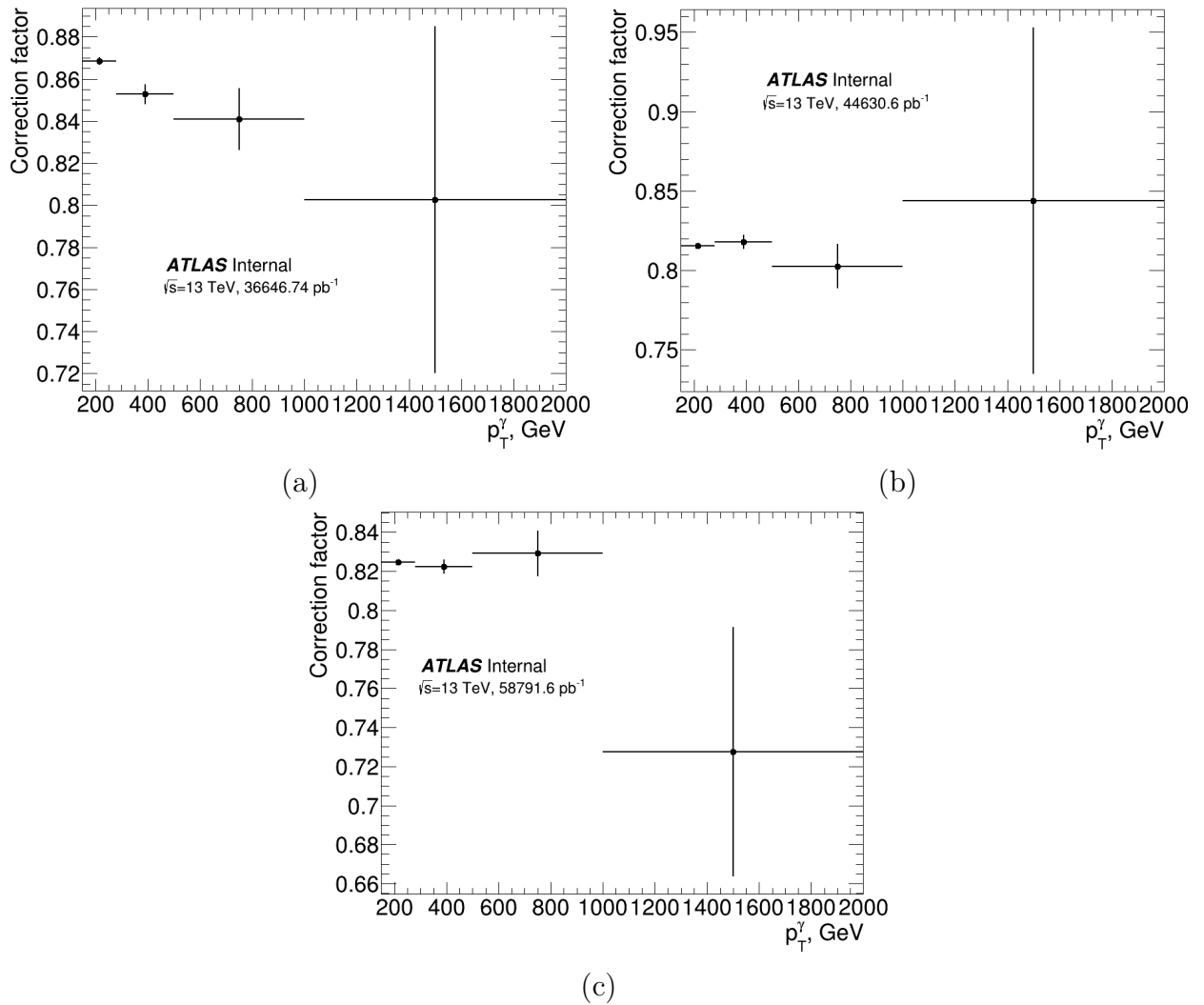


Рисунок 6 — Коррекционный фактор, параметризованный по поперечному импульсу фотона p_T^γ , для MC16a (a), MC16d (b) и MC16e (c)