

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**

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

СОДЕРЖАНИЕ

16

17	Введение	3
18	Цель работы	4
19	1 Устройство детектора ATLAS	5
20	1.1 Эксперимент ATLAS	5
21	1.1.1 Система координат детектора ATLAS	5
22	1.1.2 Внутренний детектор	6
23	1.1.3 Система калориметров	7
24	1.1.4 Мюонный спектрометр	8
25	1.1.5 Триггерная система	8
26	2 Фоновые процессы и отбор событий	10
27	2.1 Отбор фотонов	10
28	2.2 Фоновые процессы	11
29	2.2.1 Отбор событий	12
30	3 Оценка фона, обусловленного множественными pp взаимодействиями	14
31	3.1 Метод, основанный на данных	14
32	3.2 Метод Монте-Карло наложений	18
33	3.2.1 Методология	18
34	3.2.2 Процедура комбинации событий	19
35	3.2.3 Коррекционный фактор	23
36		
37	Заключение	26
38	Список литературы	27
39	A Репрезентативность $\gamma + jets$ выборки	29
40	B С-фактор	31

ВВЕДЕНИЕ

41

42 Стандартная модель (СМ) [1] – современная теория в физике элементарных
43 частиц (ФЭЧ), которая наиболее точно описывает экспериментальные данные.
44 Однако, по ряду причин, СМ не является полной. Например, в СМ нейтрино об-
45 ладают нулевой массой, хотя существование нейтринных осцилляций указывает
46 на ненулевую массу. Кроме того, она не содержит гравитационное взаимодействие
47 и частиц темной материи, не объясняет барионную асимметрию Вселенной. Это
48 мотивирует проводить исследования, целью которых является нахождение откло-
49 нений от СМ, что приведет к открытию т.н. «новой физики».

50 В данной работе для исследования был выбран высокочувствительный к от-
51 клонениям от СМ процесс ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном с по-
52 следующим распадом Z -бозона на нейтрино и антинейтрино в результате pp столк-
53 новений. Выбор данного конечного состояния мотивирован большей вероятностью
54 нейтринной моды распада ($\sim 20\%$) по сравнению с модой распада в заряженные
55 лептоны ($\sim 6.7\%$) и высокой эффективностью отбора в отличие от распада по
56 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, диаграм-
ма **b** – пример аномальной тройной вершины, запрещенной в СМ. Таким образом,

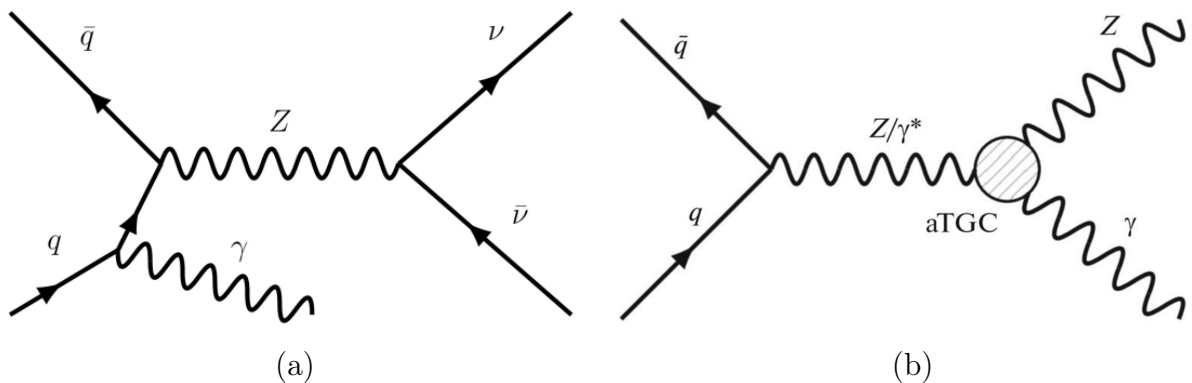


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном. Диаграмма **a** предсказывается СМ. Диаграмма **b** имеет аномальную тройную вершину и выходит за рамки СМ

59

60 отклонения величин частот образования частиц будут косвенно указывать на про-
61 цессы, выходящие за рамки СМ.

62 ЦЕЛЬ РАБОТЫ

63 Мотивация анализа заключается в следующем:

- 64 • Измерение сечений процесса с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и сравнение ре-
65 зультатов с теоретическими значениями для проверки предсказаний СМ;
- 66 • Поиск аномальных трехбозонных вершин, чувствительных к физике вне
67 СМ — «новой физики».

68 В соответствии с мотивацией поставлена следующая задача:

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

72 Научная новизна работы:

- 73 • Реализован альтернативный способ оценки пайлап фона для процесса ассо-
74 циированного рождения Z -бозона с фотоном.

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:

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

99 Угловое расстояние между частицами выражается с помощью псевдобыстроты
100 и азимутального угла как:

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

101 Формулы 3 и 4 определяют поперечные импульс и энергию:

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

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

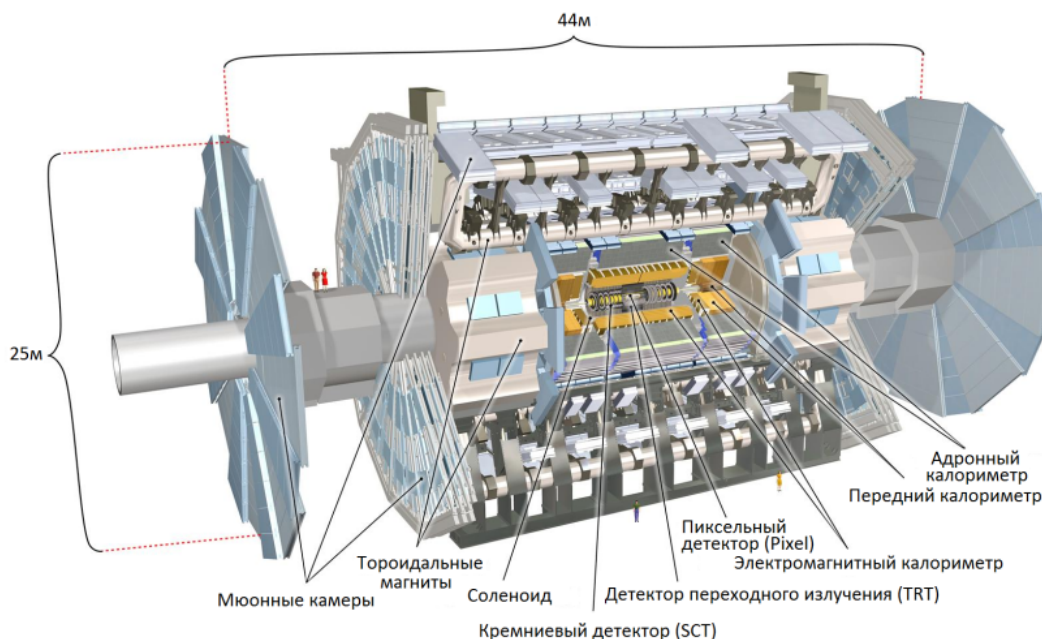


Рисунок 2 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

102

103

1.1.2 Внутренний детектор

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

107 ми благодаря магнитному полю в 2 Тл от соленоида, что позволяет восстановить
108 импульс и заряд частиц. ВД состоит из трех подсистем, изображенных на рисунке
109 2: пиксельного и микрострипового кремниевых детекторов, которые обеспечива-
110 ют измерения в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, а также трекера переходного
111 излучения, охватывающего область псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$.

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

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

124 Трекер переходного излучения представляет собой систему из порядка 351000
125 дрейфовых тонкостенных трубок диаметром 4 мм с активной газовой смесью
126 $Xe/CO_2/O_2$ (70%/27%/3%), пространство между которыми заполнено полипро-
127 пиленовым материалом, являющимся источником переходного излучения. В цен-
128 тре трубки размещена анодная нить для снятия сигнала.

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

132 1.1.3 Система калориметров

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

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

148 1.1.4 Мюонный спектрометр

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

157 1.1.5 Триггерная система

158 Триггерная система, являющаяся первой ступенью отбора событий, обеспечи-
159 вает выделение интересных событий среди огромного количества фоновых и пони-
160 жает входную частоту, которая составляет ~ 40 МГц, до порядка ~ 1 кГц. Уровни,
161 реализующие триггер: триггер первого уровня, использующий ограниченное коли-
162 чество информации детектора от калориметров и триггерных мюонных камер для
163 принятия решения за менее чем 2.5 мкс и снижающий частоту до ~ 75 кГц; триг-
164 гер высокого уровня, производящий более детальную реконструкцию с задержкой

165 порядка сотен мс.

2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОТБОР СОБЫТИЙ

166

167

168 В настоящем исследовании использовались наборы данных Run II pp -столкно-
169 вений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s}=13$ ТэВ и интегральной светимостью
170 $L = \int Ldt=140 \text{ fb}^{-1}$, набранные детектором ATLAS в период с 2015 по 2018 гг.

171 Также в работе использовались Монте-Карло (МК) наборы, прошедшие пол-
172 ное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Для сиг-
173 нального процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, в котором присутствуют вершины сильного взаимо-
174 действия, т.н. КХД процесс, использовался МК генератор Sherpa [6]. Процессы
175 без участия глюонов, т.н. электрослабые процессы, $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $W\gamma$ были смодели-
176 рованы с помощью генератора MadGraph [7]. Генератор Sherpa использовался для
177 КХД процессов $W\gamma$, $Z(\ell\ell)\gamma$, $\gamma + jet$, $Z(\nu\bar{\nu})j$. События $t\bar{t}$ были смоделированы с
178 помощью Powheg [8]. Адронизация была осуществлена с помощью моделей пар-
179 тонных ливней Pythia8 [9] и Herwig7 [10].

180

2.1. ОТБОР ФОТОНОВ

181 Преимущественно фотоны реконструируются на основе кластеров в ЭМК.
182 При прохождении фотона в веществе внутреннего детектора возможно рождение
183 электрон-позитронной пары, которая может быть зарегистрирована трековым де-
184 тектором. Фотоны, восстановленные во ВД из такой электрон-позитронной пары,
185 называют конверсионными. Кластеры без совпадения с треками в ЭМК классифи-
186 цируются как неконверсионные. Форма ливня [11], создаваемая в ЭМК кандида-
187 тами в фотоны, позволяет отличить фотоны от адронных струй, которые создают
188 схожий отклик в детекторе. На основе переменных ливня для фотонов определяет-
189 ся два типа селекции: мягкая «Loose» и жесткая «Tight» идентификации. «Loose»
190 селекция, используемая для триггерных целей, предоставляет возможность полу-
191 чить сравнительно высокую эффективность идентификации фотонов при низком
192 уровне подавления по переменным адронной утечки. «Tight» селекция обеспечи-
193 вает эффективность идентификации фотонов на уровне 85%.

194 Кандидаты в фотоны должны быть реконструированы в области псевдобыст-
 195 рот $|\eta| < 2.37$. Также накладываются отборы по трековой и калориметрической
 196 изоляциям, они соответствуют изоляционной рабочей точке FixedCutLoose [12],
 197 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

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

201 2.2. ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

3. ОЦЕНКА ФОНА, ОБУСЛОВЛЕННОГО МНОЖЕСТВЕННЫМИ pp ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Поскольку продольная координата z_γ кандидата в фотон плохо восстанавливается, неопределенность в измерении z_γ обычно оказывается намного больше, чем среднее продольное расстояние между несколькими первичными вершинами [14]. Поэтому есть вероятность того, что Z -бозон может быть ассоциирован с фотоном из другого pp столкновения. Такие события относятся к пайлап фону.

3.1. МЕТОД, ОСНОВАННЫЙ НА ДАННЫХ

Оценка числа фоновых пайлап событий вычисляется в сигнальной области (СО), которая определена следующим образом:

- Сигнальная область: события в этой области проходят отборы из таблицы 2 и содержат лидирующий «жесткий» фотон, который отвечает критерию изоляции ($E_T^{\text{cone}20} - 0.065 \cdot p_T^{\text{cone}20} < 0$ ГэВ).

Для увеличения точности восстановленной z_γ используются конверсионные фотоны, ассоциированные как минимум с одним треком в кремниевом детекторе: singleSi, doubleSi, doubleSiTRT.

В методе на данных, используется распределение $\Delta z = z_\gamma - z_{\text{vtx}}$ продольного расстояния между положением первичной вершины z_{vtx} и положением кандидата в фотон z_γ . Подавляющее большинство пайлап событий лежат в области с большим Δz (десятки мм), что обосновывает выбор переменной Δz для исследования данного фона. Форма распределения Δz получена из предположения, что распределения z_{vtx} и z_γ идентичны и некоррелированы. Распределение z_{vtx} получено из данных в СО, и является гауссовым с шириной $\sigma \approx 35$ мм, как показано на рисунке 3. Таким образом, Δz является также распределением Гаусса с шириной равной $\sigma \approx 50$ мм.

Доля пайлап фона по отношению к данным вычисляется согласно формуле 7

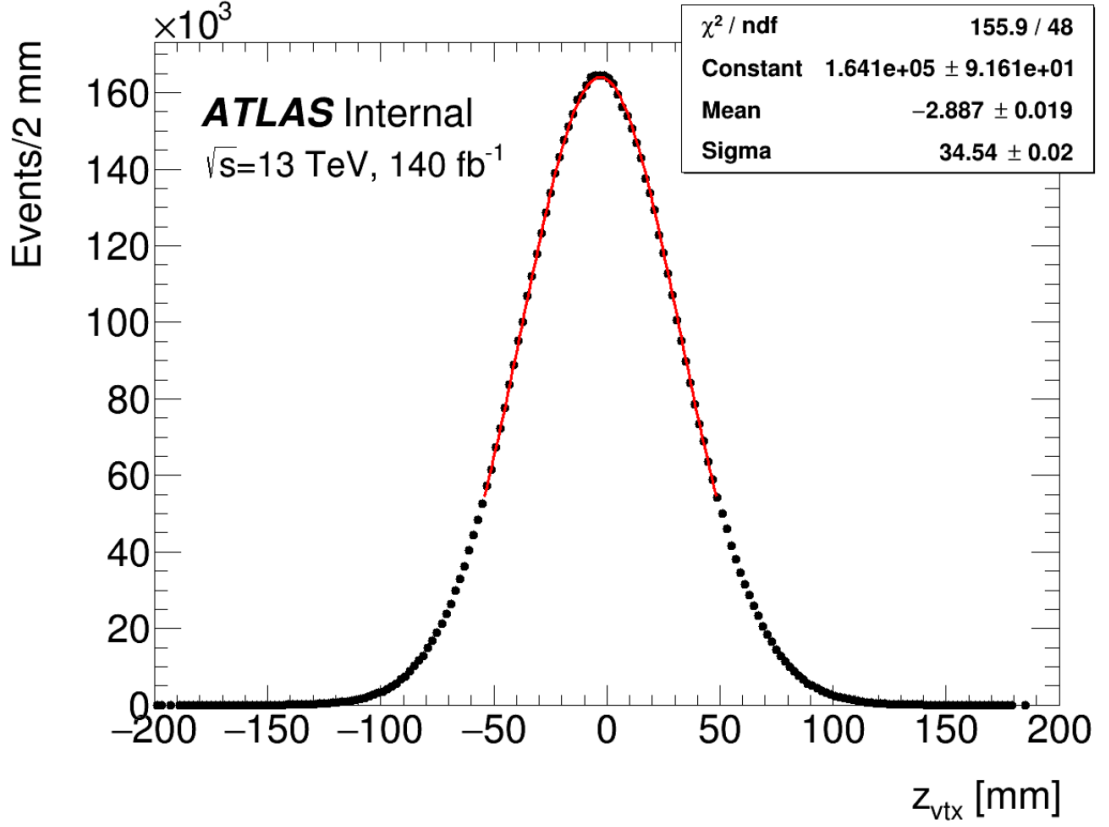


Рисунок 3 — Распределение данных по координате z_{vtx} первичной вершины, профитированное функцией Гаусса

276 в области $|\Delta z| > 50$ мм, где в соответствии со свойствами распределения Гаусса
 277 лежит 32% от числа всех событий:

$$f_{\text{PU}} = \frac{N_{\text{data excl. bkg}}^{|\Delta z| > 50 \text{mm}} - N_{\text{MC}}^{|\Delta z| > 50 \text{mm}}}{N_{\text{data}} \times 0.32}, \quad (7)$$

278 где N_{data} , $N_{\text{data excl. bkg}}^{|\Delta z| > 50 \text{mm}}$ и $N_{\text{MC}}^{|\Delta z| > 50 \text{mm}}$ — количество событий в данных, количество
 279 событий в данных за вычетом числа фоновых событий, не относящихся к исследуемому фону, в области $|\Delta z| > 50$ мм и количество сигнальных МК событий в
 280 области $|\Delta z| > 50$ мм соответственно.
 281

282 В таблице 3 представлены значения количества событий с конверсионными фотонами в данных и оцененных фонах в СО без ограничений на Δz , используемые
 283 для оценки фоновых пайлап событий:
 284

285 На рисунке 4 показано распределение Δz в данных за вычетом числа фоновых
 286 событий, не относящихся к фону, обусловленному множественными pp взаимодей-

Данные	$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	$W\gamma, tt\gamma$	$e \rightarrow \gamma$	$jet \rightarrow \gamma$	$\gamma+jet$	$Z(l\bar{l})\gamma$
5920 ± 80	1884 ± 4	749 ± 11	1989 ± 9	890 ± 180	780 ± 80	55.1 ± 1.9

Таблица 3 — Значения количества событий с конверсионными фотонами в данных и оцененных фонах в СО без ограничений на Δz

ствиями, сопоставленное с сигнальным МК $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ набором.

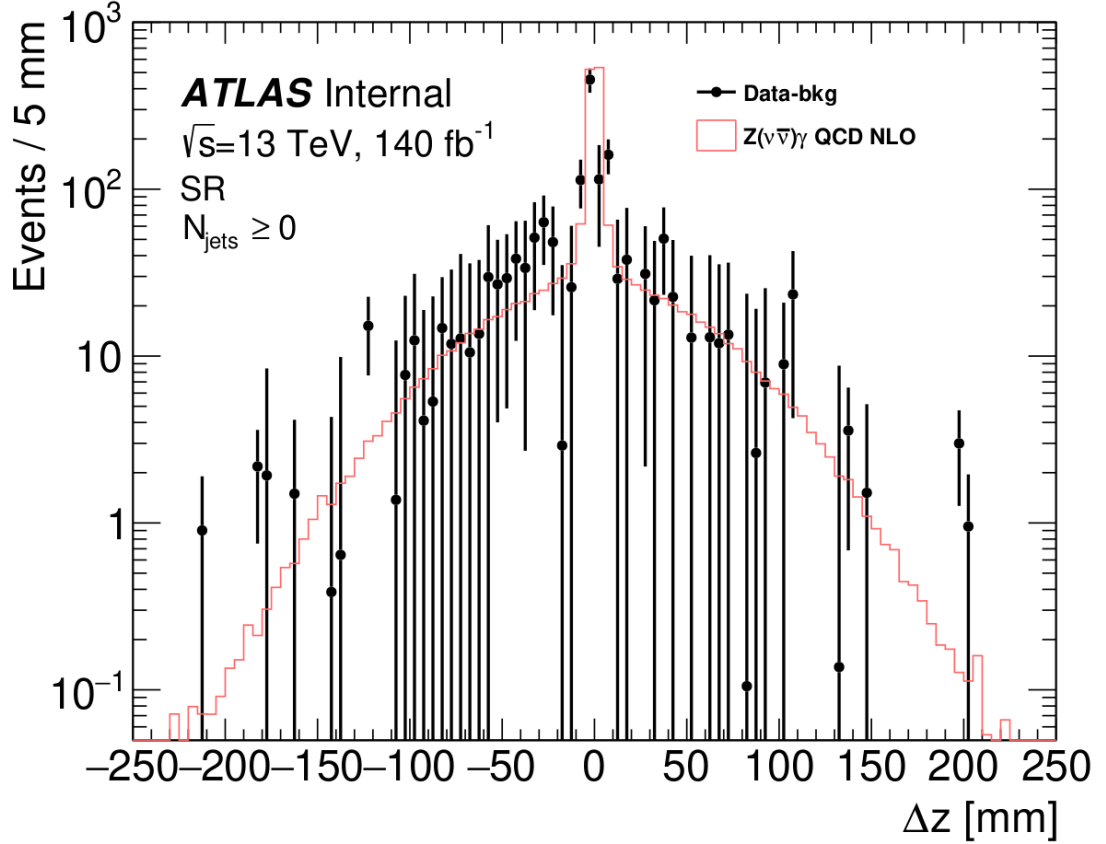


Рисунок 4 — Распределение данных за вычетом числа фоновых событий, не относящихся к фону, обусловленному множественными pp взаимодействиями, по Δz для событий с конверсионными фотонами, сопоставленное с сигнальным МК $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ набором

287

288 Доля фоновых пайлап событий по отношению к данным, вычисленная в обла-
289 сти $|\Delta z| > 50$ мм, составляет $f_{PU}^\gamma = (-5 \pm 7)\%$.

290 Кроме того, доля пайлап фона вычисляется согласно формуле 8, с использо-
291 ванием области $|\Delta z| > 15$ мм с увеличенной статистикой:

$$f_{PU} = \frac{N_{\text{data excl. bkg}}^{|\Delta z| > 15 \text{ mm}} - N_{\text{MC}}^{|\Delta z| > 15 \text{ mm}}}{N_{\text{data}} \times 0.76}, \quad (8)$$

292 где $N_{\text{data excl. bkg}}^{|\Delta z|>15\text{mm}}$ и $N_{\text{МС}}^{|\Delta z|>15\text{mm}}$ – количество событий в данных за вычетом числа
 293 фоновых событий, не относящихся к исследуемому фону, в области $|\Delta z| > 15$ мм
 294 и количество сигнальных МК событий в области $|\Delta z| > 15$ мм соответственно.

295 Доля фоновых пайлап событий по отношению к данным, вычисленная в обла-
 296 сти $|\Delta z| > 15$ мм, составляет $f_{\text{PU}}^\gamma = (-2 \pm 4)\%$.

297 В таблице 4 приведены результаты оценки фоновых событий, обусловленных
 298 множественными pp взаимодействиями, полученные с помощью метода, основан-
 299 ном на данных:

Область	Данные – фон	$Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	$f_{\text{PU}},\%$
$ \Delta z > 15$ мм	560 ± 170	633 ± 2	-2 ± 4
$ \Delta z > 50$ мм	200 ± 130	302.6 ± 1.4	-5 ± 7

Таблица 4 — Количество событий в областях $|\Delta z| > 15$ мм и $|\Delta z| > 50$ мм в данных за вычетом числа фоновых событий, не относящихся к фону, обусловленному множественными pp взаимодействиями, и в сигнале, а также доля фоновых пайлап событий по отношению к данным

300 Оценка доли фоновых событий, обусловленных множественными pp взаимо-
 301 действиями, полученная с помощью подхода на данных, говорит о незначитель-
 302 ном вкладе исследуемого фона в число событий СО. Однако, точность полученной
 303 оценки мотивирует рассмотреть альтернативный подход.

3.2. МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО НАЛОЖЕНИЙ

3.2.1 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 5 иллюстрирует пример фонового события, обусловленного множественными pp взаимодействиями, где первичная вершина $PV0$ является источником события A процесса, а $PV1$ является источником события B процесса.

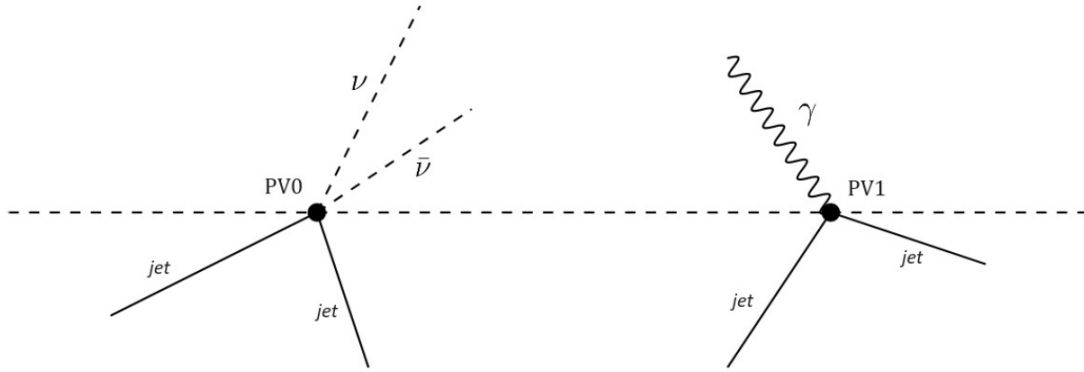


Рисунок 5 — Фоновое событие, обусловленное множественными pp взаимодействиями, где $PV0$ и $PV1$ — первичные вершины для двух независимых A и B процессов соответственно

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.

321 Вес скомбинированного A+B события определяется согласно формуле 9:

$$w_{A+B} = \frac{w_A w_B}{\langle w_A \rangle \langle w_B \rangle} \frac{L \sigma_{A+B}}{N_{\text{ОМС}}}, \quad (9)$$

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

325 Поперечное сечение для A+B события определяется следующим образом:

$$\sigma_{A+B} = \langle \mu \rangle \frac{\sigma_A \sigma_B}{\sigma_{\text{inel}}}, \quad (10)$$

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

328 Число пайлап событий на уровне генератора вычисляется согласно формуле 11
 329 путем суммирования весов w_{A+B} :

$$N_{A+B}^{\text{gen}} = \sum w_{A+B}. \quad (11)$$

330 Ожидаемое число пайлап событий на уровне реконструкции в СО вычисляется
 331 согласно формуле 12:

$$N_{A+B}^{\text{rec}} = N_{A+B}^{\text{gen}} C, \quad (12)$$

332 где C – коррекционный фактор, учитывающий потери сигнальных событий при
 333 переходе от уровня генератора к уровню реконструкции.

334 3.2.2 Процедура комбинации событий

335 Метод Монте-Карло наложений оценки фоновых событий, обусловленных мно-
 336 жественными pp взаимодействиями, реализуется для процесса ассоциированного
 337 рождения Z -бозона с фотоном. Независимые Z -бозон и фотон, взятые из $Z + \text{jets}$
 338 и $\gamma + \text{jets}$ МК наборов, используются в качестве A и B компонент соответственно.

339 Комбинация событий производится на уровне генератора в доверительной об-
 340 ласти фазового пространства для конечного $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ состояния, определение ко-

341 торой представлено в таблице 5. Аналогом потерянного поперечного импульса на
 342 уровне генератора является $p_T^{\nu\bar{\nu}}$ – поперечный импульс Z -бозона, который распа-
 343 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 $\Delta R(jet, \gamma) > 0.3$
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 5 — Определение доверительной области фазового пространства

344 Фотон из каждого $\gamma + \text{jets}$ набора накладывается на случайным образом вы-
 345 бранный Z -бозон из каждого $Z + \text{jets}$ набора до тех пор, пока не станет частью
 346 $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$ события, проходящего отборы, образующие доверительную область фа-
 347 зового пространства. Процедура наложения осуществляется в пределах каждой
 348 из кампаний, различие между которыми проводится по энергии БАК в системе
 349 центра масс, геометрии детектора и версии программного обеспечения. Кампа-
 350 нии MC16a, MC16d и MC16e отвечают 2015-2016, 2017 и 2018 календарным годам
 351 соответственно.

352 В таблице 6 представлена информация об $\gamma + \text{jets}$ наборах, используемых для
 353 построения $Z + \gamma$ событий: $\sigma_\gamma^{\text{gen}}$ – генераторное поперечное сечение для $\gamma + \text{jets}$
 354 процесса, $N_\gamma^{\text{MC16a/d/e}}$ – количество событий, прошедших отборы доверительной об-
 355 ласти для соответствующих объектов $\gamma + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампании. В
 356 таблице 7 представлена информация об $Z + \text{jets}$ наборах, используемых для постро-
 357 ения $Z + \gamma$ событий: σ_Z^{gen} – генераторное поперечное сечение для $Z + \text{jets}$ процесса,
 358 $N_Z^{\text{MC16a/d/e}}$ – количество событий, прошедших отборы доверительной области для
 359 соответствующих объектов $Z + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампании.

$\gamma + \text{jets}$	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 6 — Значения генераторного поперечного сечения и значения количества событий, прошедших отборы доверительной области для соответствующих объектов $\gamma + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампании

360 Обработка всех $\gamma + \text{jets}$ событий требует значительных вычислительных ресур-
361 сов, поэтому статистика объёмных $\gamma + \text{jets}$ наборов уменьшается до 100000 собы-
362 тий. Тем не менее сокращенная выборка является репрезентативной, как показано
363 в приложении A, и позволяет получить достоверные результаты.

364 Вычисление весов пайлап событий на уровне генератора производится соглас-
365 но формуле 13 для каждого $\gamma + \text{jets}$ набора скомбинированного с определенным
366 $Z + \text{jets}$ набором:

$$w_{Z+\gamma} = \frac{w_Z w_\gamma}{\langle w_Z \rangle \langle w_\gamma \rangle} \frac{L \sigma_{Z+\gamma}}{N_{\text{ОМС}}}, \quad (13)$$

367 где $w_{Z/\gamma}$, $\langle w_{Z/\gamma} \rangle$, — вес и среднений вес события для $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ процессов
368 соответственно, $N_{\text{ОМС}}$ — количество МКН событий, $\sigma_{Z+\gamma}$ — поперечное сечение для
369 $Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma$ событий, которое вычисляется следующим образом:

$$\sigma_{Z+\gamma} = \langle \mu \rangle \frac{\sigma_Z \sigma_\gamma}{\sigma_{\text{inel}}}, \quad (14)$$

$Z + \text{jets}$	$p_T^Z, \Gamma \text{ЭВ}$	$\sigma_Z^{\text{gen}}, \text{нб}$	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 7 — Значения генераторного поперечного сечения и значения количества событий, прошедших отборы доверительной области для соответствующих объектов $Z + \text{jets}$ процесса, в каждой из кампаний

370 где $\sigma_{Z/\gamma}$ — поперечные сечения для $Z + \text{jets}$ и $\gamma + \text{jets}$ процессов соответственно.
371 Поперечное сечение неупругого взаимодействия σ_{inel} принимается равным 80 мб
372 [15]. В таблице 8 приведены значения интегральной светимости L и среднего числа
373 неупругих pp столкновений $\langle \mu \rangle$ [16] для каждой кампании.

	MC16a	MC16d	MC16e
L, пб ⁻¹	36646.74	44630.6	58791.6
$\langle\mu\rangle$	25.1	37.8	36.1

Таблица 8 — Значения интегральной светимости L и среднего числа неупругих pp столкновений $\langle\mu\rangle$ для каждой кампании

374 В таблице 9 приведены значения суммарного числа пайлап событий на уровне
375 генератора, полученное путем комбинации каждого $\gamma + \text{jets}$ набора последователь-
376 но с каждым $Z + \text{jets}$ набором.

$\gamma + \text{jets}$	MC16a	MC16d	MC16e
361045	$(150.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	$(276.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$	$(348.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$
361046	$(150.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	$(276.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$	$(348.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$
361047	$(152.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	$(278.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$	$(350.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$
361048	$(831.9 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	$(152.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(192.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
361049	$(831.6 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	$(152.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(191.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
361050	$846.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	$(155.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(195.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
361051	$(564.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$	$(103.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(130.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
361052	$(563.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$	$(103.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(130.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
361053	$(576.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$	$(105.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(133.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
361054	$(112.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$	$(206.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$	$(260.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$
361055	$(112.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$	$(206.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$	$(260.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$
361056	$(115.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$	$(212.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$	$(267.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$
Интеграл	4.806±0.005	8.81±0.01	11.091±0.009

Таблица 9 — 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

3.2.3 Коррекционный фактор

377

378 К ожидаемому числу фоновых событий, обусловленных множественными pp
379 взаимодействиями, на уровне генератора применяется коррекционный фактор C ,

380 для того чтобы получить оценку числа пайлап событий на уровне реконструкции.
 381 Коррекционный фактор, вычисляемый согласно формуле 15, учитывает потери
 382 сигнальных событий при переходе от уровня генератора к уровню реконструкции:

$$C = \frac{N_{Z\gamma}^{\text{rec}}}{N_{Z\gamma}^{\text{gen}}}, \quad (15)$$

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

386 Так как общее число пайлап событий на уровне генератора суммируется из
 387 числа пайлап событий, вычисляемых для каждого $\gamma + \text{jets}$ набора, необходимо па-
 388 раметризовать C -фактор по поперечному импульсу фотона. В таблице 10 приведе-
 389 ны значения коррекционного фактора для 4 интервалов по поперечному импульсу
 390 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 10 — Значения коррекционного фактора C в зависимости от поперечного импульса фотона для каждой кампании. В приложении Б приведены иллюстрации для $C(p_T^\gamma)$

391 Число пайлап событий на уровне реконструкции вычисляется согласно фор-
 392 муле 16 путем домножения значений ожидаемого числа событий на уровне гене-
 393 ратора из таблицы 9 на соответствующий определенному значению p_T^γ C -фактор.

$$N_{Z+\gamma}^{SR} = N_{Z+\gamma}^{FR} C, \quad (16)$$

394 где $N_{Z+\gamma}^{SR}$, $N_{Z+\gamma}^{FR}$ – число пайлап событий в СО и доверительной областях соот-
 395 ветственно. В таблице 11 приведены значения числа пайлап событий на уровне
 396 реконструкции в СО для каждой кампании.

397 Итоговая оценка фоновых событий, обусловленных множественными pp столк-
 398 новениями, в СО составляет: $N_{Z+\gamma}^{\text{SR}} = 20.502 \pm 0.017$ (стат.) событий.

399 Статистическая погрешность числа пайлап событий включает погрешности
 400 весов w_γ и w_Z событий, участвующих в комбинации $\gamma + \text{jets}$ наборов с $Z + \text{jets}$
 401 наборами, а также погрешность коррекционного фактора.

$\gamma + \text{jets}$	MC16a	MC16d	MC16e
361045	$(131.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(225.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$	$(287.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$
361046	$(131.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(225.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$(287.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$
361047	$(132.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$	$(227.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$	$(289.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$
361048	$(70.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(124.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	$(157.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$
361049	$(70.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(124.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	$(157.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$
361050	$(72.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$	$(126.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	$(160.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$
361051	$(47.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$	$(83.0 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$	$(108.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$
361052	$(47.4 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$	$(82.9 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$	$(107.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$
361053	$(48.5 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$	$(84.9 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	$(110.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-4}$
361054	$(9.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$	$(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(18.9 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$
361055	$(9.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$	$(1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(18.9 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$
361056	$(9.3 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$	$(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(19.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-5}$
Интеграл	4.169 ± 0.006	7.189 ± 0.011	9.144 ± 0.011

Таблица 11 — 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

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

402

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

406 ● с помощью метода, основанного на данных, получена доля пайлап событий
407 по отношению к данным, вычисленная в области $|\Delta z| > 50$ мм, её значение
408 составило $f_{\text{PU}}^{|\Delta z| > 50\text{mm}} = (-5 \pm 7)\%$. Также получена доля пайлап событий
409 по отношению к данным, вычисленная в области $|\Delta z| > 15$ мм, её значение
410 составило $f_{\text{PU}}^{|\Delta z| > 15\text{mm}} = (-2 \pm 4)\%$;

411 ● на основе полученных оценок установлено, что вклад пайлап фона в число
412 событий СО незначителен. Тем не менее из-за низкой точности метод, осно-
413 ванный на данных, может использоваться только для проверки и подтвер-
414 ждения результатов, полученных альтернативными методами оценки иссле-
415 дуемого фона;

416 ● разработан альтернативный подход для оценки фоновых событий, обуслов-
417 ленных множественными pp взаимодействиями – метод Монте-Карло нало-
418 жений;

419 ● установлено, что данный метод статистически более точен, чем подход на
420 данных;

421 ● с помощью метода Монте-Карло наложений получена оценка числа фоно-
422 вых событий, обусловленных множественными pp взаимодействиями, в СО.
423 Также оценена статистическая погрешность. Значение доли пайлап событий
424 по отношению к данным составило $f_{\text{PU}} = (0.0877 \pm 0.0006)\%$.

425 В дальнейшем планируется получение систематической погрешности для оцен-
426 ки числа пайлап событий, полученной методом Монте-Карло наложений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

427

428 [1] В.М. Емельянов Стандартная модель и её расширения. / под ред. Ярунина
429 В.С. М.: Физматлит, 2007.

430 [2] ATLAS Collaboration. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section
431 in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector and limits on anomalous
432 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).
433

434 [3] ATLAS Collaboration. *The performance of ATLAS detector*. Springer, Heidelberg,
435 2011. URL: <https://cds.cern.ch/record/1485681>.

436 [4] ATLAS Collaboration. The atlas experiment at the cern large hadron collider.
437 *JINST*, 3(08):S08003, 2008. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>.

438 [5] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum
439 reconstruction with the atlas detector using proton–proton collisions at
440 $\sqrt{s} = 13$ tev. *Eur. Phys. J.*, 2018. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6288-9>.
441

442 [6] Hoeche S. Krauss F., Gleisberg T. et al. Event generation with sherpa 1.1. *JHEP*,
443 2008. 0902. c. 007.

444 [7] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S.
445 Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-
446 level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to
447 parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7), jul 2014.

448 [8] Oleari C. Frixione S., Nason P. et al. Matching nlo qcd computations with parton
449 shower simulations: the powheg method. *Journal of High Energy Physics.*, 2007.
450 <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>.

451 [9] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita
452 Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen,

- 453 and Peter Z. Skands. An introduction to PYTHIA 8.2. *Computer Physics*
454 *Communications*, 191:159–177, jun 2015.
- 455 [10] Bellm J. et al. Herwig 7.0/herwig++ 3.0 release note. *The European Physical*
456 *Journal*, 76, 2016. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8>.
- 457 [11] ATLAS collaboration. Electron and photon performance measurements with the
458 ATLAS detector using the 2015-2017 LHC proton-proton collision data. *JINST*,
459 14(12):P12006, 2019. URL<https://cds.cern.ch/record/2684552>.
- 460 [12] URL:[https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool)
461 [IsolationSelectionTool](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool).
- 462 [13] ATLAS. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS
463 detector. Technical report, CERN, Geneva, 2018. [https://cds.cern.ch/](https://cds.cern.ch/record/2630948)
464 [record/2630948](https://cds.cern.ch/record/2630948).
- 465 [14] Andrew Pilkington, Dag Ingemar Gillberg, Stephen Albert Weber, Jonathan
466 Crane, Marina Rotaru, William Buttinger, and Stephen Burns Menary.
467 Measurements of differential and fiducial cross sections of Z boson production in
468 association with dijets using the $\sqrt{s} = 13$ TeV ATLAS Run-2 dataset. Technical
469 report, CERN, Geneva, 2019. <https://cds.cern.ch/record/2668493>.
- 470 [15] Stark, Simon Holm. Measurements of the elastic, inelastic and total pp cross
471 sections with the atlas, cms and totem detectors. *EPJ Web Conf.*, 141:03007,
472 2017.
- 473 [16] URL:[https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#2018_pp_Collisions)
474 [LuminosityPublicResultsRun2#2018_pp_Collisions](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#2018_pp_Collisions).

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

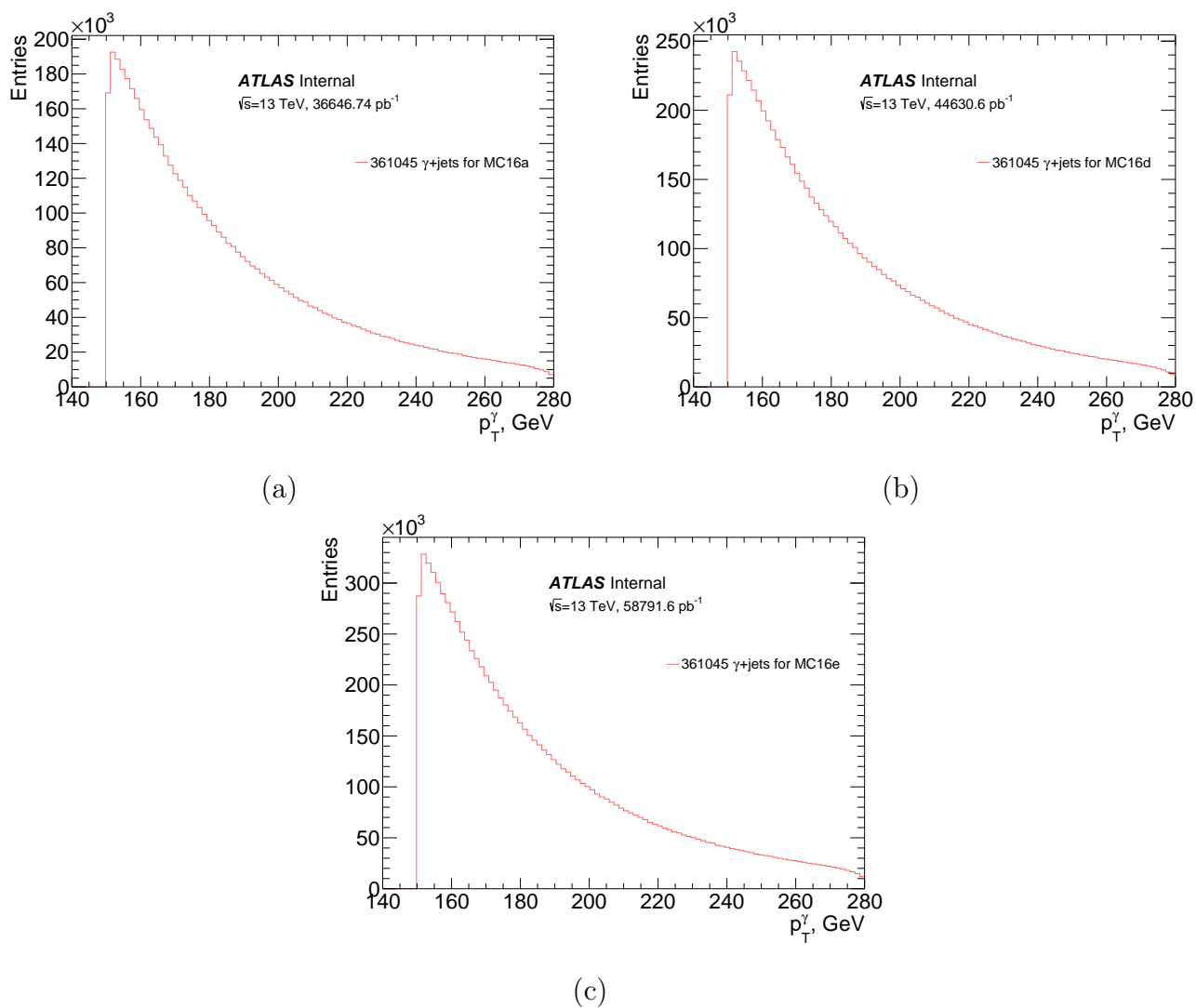
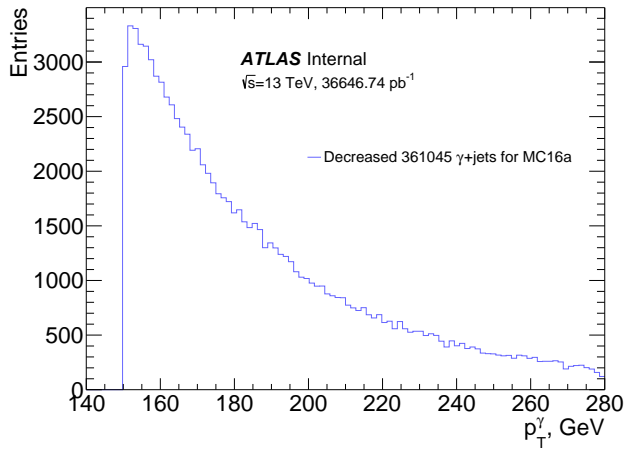
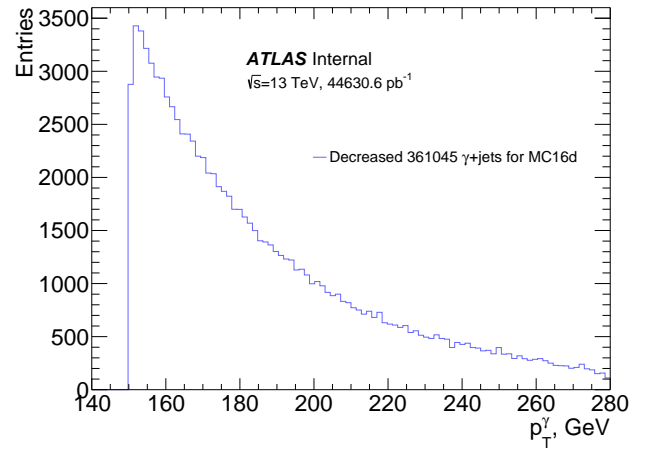


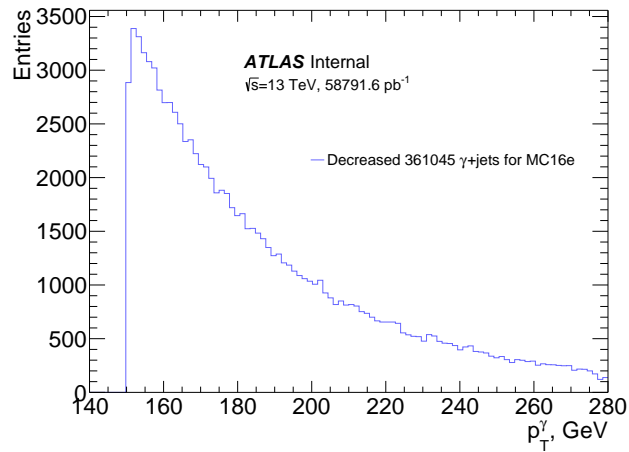
Рисунок 6 — Распределение количества событий, прошедших отборы ДО для соответствующих объектов из 361045 $\gamma + \text{jets}$ набора, для MC16a (a), MC16d (b) и MC16e (c)



(a)



(b)



(c)

Рисунок 7 — Распределение 100000 событий, прошедших отборы ДО для соответствующих объектов из 361045 $\gamma + \text{jets}$ набора, для MC16a (a), MC16d (b), а также MC16e (c)

С-фактор

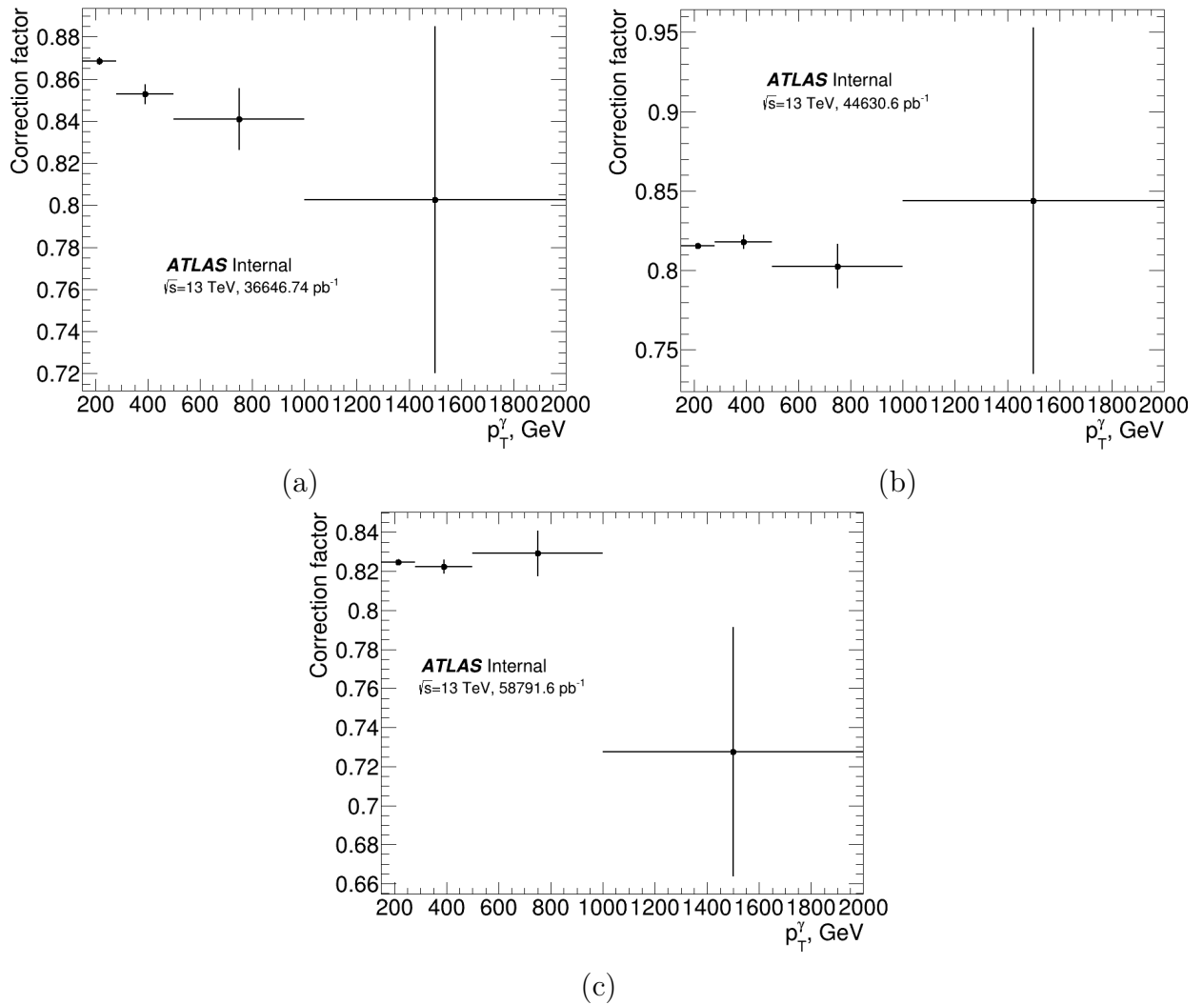


Рисунок 8 — Коррекционный фактор, параметризованный по поперечному импульсу фотона p_T^γ , для MC16a (a), MC16d (b) и MC16e (c)