

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

УДК 539.12

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ОЦЕНКА ФОНА $\gamma + jet$ ДЛЯ ПРОЦЕССА $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Научный руководитель
доц. к.ф-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Студент

_____ Л. Л. Симбирягин

Москва 2023

Содержание

| | |
|---|-----------|
| 1 Детектор ATLAS | 4 |
| 1.1 Координатная система | 5 |
| 1.2 Внутренний детектор | 5 |
| 1.3 Калориметры | 6 |
| 1.4 Мюонная система | 6 |
| 2 Отбор событий и фоновые процессы | 7 |
| 2.1 Фоновые процессы | 7 |
| 2.2 Отбор событий | 7 |
| 3 Оценка фона $\gamma + jet$ | 8 |
| 3.1 Двумерный метод боковых интервалов | 9 |
| 3.2 Определение R из данных | 12 |
| 3.3 Источники погрешностей и результаты | 12 |
| 4 Заключение | 14 |
| Список использованных источников | 15 |

1 Введение

2 На сегодняшний день признанной теорией, описывающей строение и взаимодей-
3 ствия элементарных частиц наиболее полно, является *Стандартная модель* (СМ). Од-
4 нако она не может считаться завершенной по ряду причин:

- 5 • Проблема иерархии масс
- 6 • Масса нейтрино (по предсказанию нулевая) отлична от нуля
- 7 • СМ не описывает гравитационное взаимодействие, частицы темного вещества и
8 т.д.

9 В связи с этим особый интерес представляет поиск процессов, выходящих за
10 рамки СМ.

11 В БАК сталкиваются высокоэнергетические pp пучки. Так, во время второго се-
12 анса набора данных $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Поиск отклонений от предсказаний СМ целесообразно
13 проводить в электрослабом секторе, что обуславливается малостью его постоянной вза-
14 имодействия и, следовательно, позволяет использовать методы теории возмущений и
15 получить теоретически обоснованный результат с высокой точностью. Если же в даль-
16 нейшем обнаружить отклонение в экспериментально измеренном сечении какого-либо
17 процесса от теоретического предсказания, то можно заключить, что получено указание
18 на существование физики за пределами СМ.

19 В качестве процесса, сечение которого подлежит измерению, выбирается ассоци-
20 ированное рождение $Z + \gamma$. Исследуется нейтринный канал распада $Z(\nu\bar{\nu})$. Адронный
21 канал распада требует наложения значительно более строгих отборов для подавления
22 фонов от адронных струй, что значительно уменьшает статистику. Из лептонных же
23 каналов наибольшим брэнчингом обладает именно нейтринный.

24 Финальное состояние $\nu\bar{\nu}\gamma$ может быть результатом нескольких процессов.

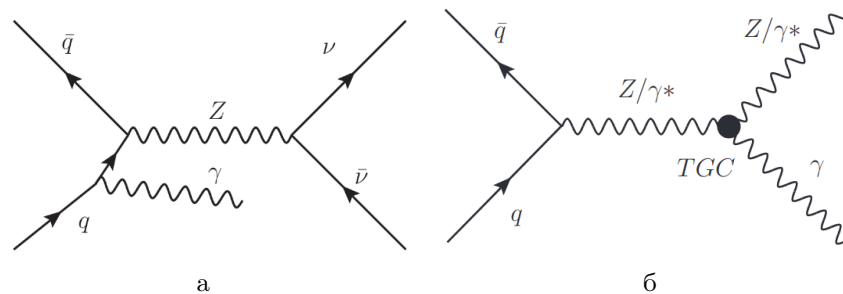


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: а - испускание фотона из начального состояния, б - процесс, протекающий через трёхбозонную вершину (запрещена в СМ)

25 Особый интерес представляет не только интегральное сечение, но и дифференци-
26 альные сечения по различным переменным, т.к. они позволяют провести более точный
27 анализ в силу большей чувствительности к отклонениям от предсказаний СМ. Запре-
28 щенные СМ процессы, вклад от которых и должен менять сечение, являются подавлен-
29 ными на доступных энергетических уровнях. Следовательно, необходимо обеспечить
30 высокую точность измерений. Важным этапом является, в частности, оценка фонов. В
31 данной работе будет произведена оценка фона от процесса $jet + \gamma$.

1 Детектор ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) - один из экспериментов CERN. Детектор ATLAS является многоцелевым: список его задач варьируется от точных измерений процессов СМ до поисков новой физики (поиск новых бозонов, измерение свойств t -кварка, тестирование электрослабого сектора СМ и т.д.).

Расположение элементов ATLAS является типичным для эксперимента со сталкивающимися частицами: детекторы расположены цилиндрическими слоями вокруг пучка и в виде двух эндкапов по краям. Схематическое изображение детектора ATLAS приведено на рис. 2.

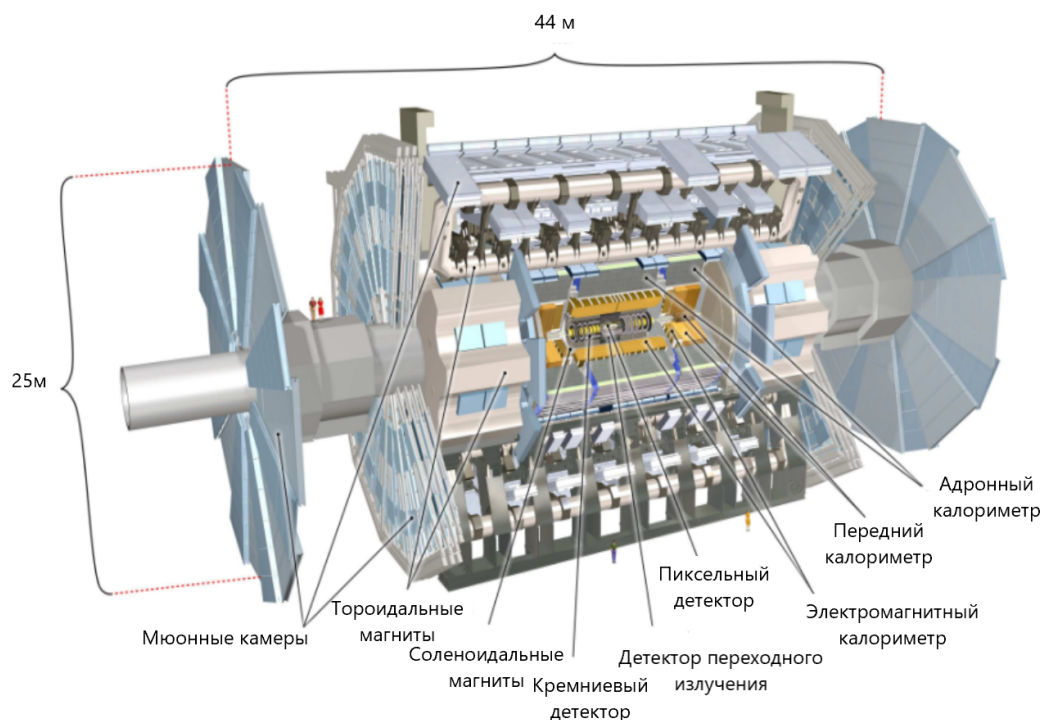


Рисунок 2 — Схема ATLAS детектора

Четырьмя основными компонентами детектора в порядке их удаления от пучка являются:

- Внутренний детектор
- Электромагнитные калориметры
- Адронные калориметры
- Мюонная система

Частицы, участвующие в электромагнитном или сильном взаимодействии, регистрируются детектором (фотоны, электроны, мюоны, тау, адронные струи). Некоторые частицы, в частности Z -бозон, распадаются, не достигая элементов детектора. Такие частицы могут быть идентифицированы по продуктам их распада. Частицы, не взаимодействующие с детектором, регистрируются через недостающий импульс ($missing p_T$).

В центре детектора происходят протон-протонные столкновения с частотой 40 МГц. Записать такое количество событий не представляется возможным, поэтому производится отбор лишь интересных с точки зрения физики событий. Для снижения частоты

56 записи данных (и отбора интересных событий) существует триггерная система. Вход-
57 ную частоту она понижает до порядка 1 КГц.

58 Триггерная система подразделяется на две части: низкоуровневый триггер (L1
59 триггер) и высокоуровневый триггер (HLT). L1 триггер построен аппаратно. Он произ-
60 водит базовую реконструкцию событий с малой задержкой (2.5 мс) на основе сигналов
61 мюонной системы и калориметров и отбирает те, значения параметров которых пре-
62 восходят установленные пороги. HLT основан на программном обеспечении. Он произ-
63 водит отбор из событий, одобренных L1 триггером. На этом этапе производится более
64 детальная реконструкция события, задержка порядка сотен мс.

65 1.1 Координатная система

66 Используется правая система координат с началом отсчета в точке, где имело
67 место взаимодействие (в центре детектора). Ось z направлена по пучку, ось x – к центру
68 кольца БАК, а ось y – вверх.

В поперечной к пучку плоскости используются цилиндрические координаты (r, θ, ϕ) ,
где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние от оси пучка, θ – полярный угол, измеряемый от поло-
жительного направления оси z , ϕ – азимутальный угол. Псевдобыстрота определяется
через полярный угол θ следующим образом:

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

Начальные импульсы сталкивающихся частиц направлены вдоль оси z , в то вре-
мя как поперечные их компоненты равны 0. Таким образом, согласно закону сохранения
4-импульса, нулевой будет и сумма поперечных компонент после столкновения. В этом
смысле удобно рассматривать:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \cdot \sin \theta$$

$$E_T = E \cdot \sin \theta$$

69 1.2 Внутренний детектор

70 Внутренний детектор перекрывает диапазон $|\eta| < 2.5$ и позволяет восстановить
71 траектории, импульсы и заряды заряженных частиц. Он состоит из трех детекторов, ра-
72 ботающих на взаимодополняющих принципах и помещенных в соленоидальный магнит.
73 Магнитное поле соленоидального магнита (2Т) искривляет траектории заряженных ча-
74 стиц в направлении ϕ . Частицы, проходя через элементы детектора, взаимодействуют
75 с ними и оставляют так называемые хиты. На основе хитов восстанавливаются траек-
76 тории частиц.

77 Наиболее близко к пучку (от 33 до 120 мм) находится пиксельный детектор, со-
78 стоящий из 2024 пиксельных модулей. Модули расположены в виде 4-х цилиндрических
79 слоев и 3-х дисков на каждом из концов. Пиксельный детектор производит наиболее
80 точную реконструкцию вершин взаимодействий.

81 Далее следует (от 299 до 514 мм) кремниевый микростриповый детектор, ра-
82 ботающий на технологии обратного р-п перехода. Если заряженная частица проходит
83 через запирающий слой, то появляется пара электрон-дырка, которая растаскивается
84 приложенным напряжением. В результате, по краям полоски создаются избытки заря-
85 дов, которые можно регистрировать. Детектор состоит из 4088 кремниевых полосок,
86 расположенных в виде 4-х цилиндрических слоев и 9-ти дисков на каждом из концов.

87 Треки с $|\eta| < 2$, восстановленные пиксельным и микростриповыми детекторами,
88 продлеваются в детектор переходного излучения (от 554 до 1082 мм). Он состоит из
89 350848 трубок диаметром 4 мм. Трубки образуют 3 цилиндрических слоя и 40 дисков
90 на каждом из концов.

91 Детектор переходного излучения позволяет различать электроны и пионы с по-
92 перечным импульсом от 100 ГэВ на основе излучения ультрарелятивистских частиц.

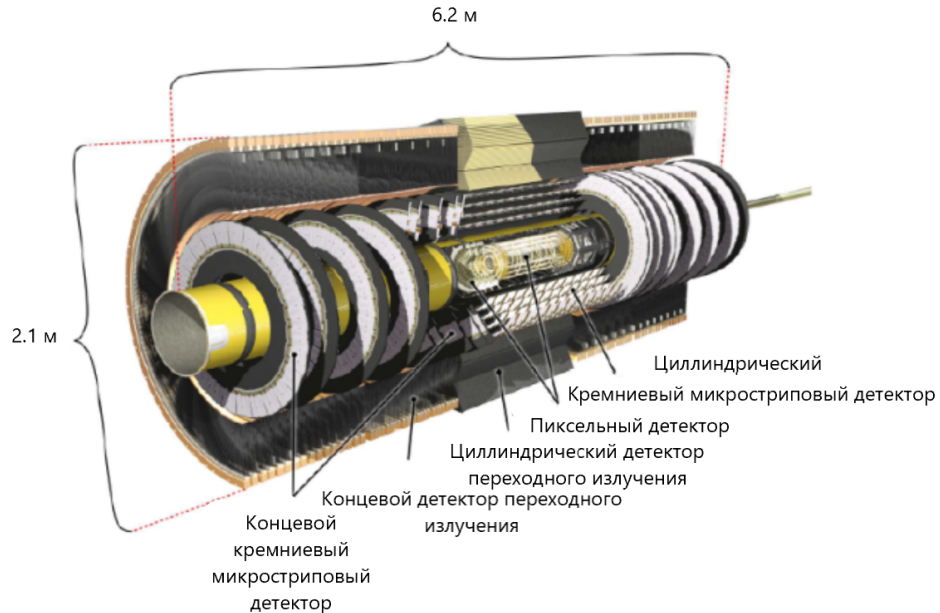


Рисунок 3 — Схема внутреннего детектора

93

94 1.3 Калориметры

95 Система калориметров расположена за внутренним детектором и соленоидаль-
96 ным магнитом. Калориметры предназначены для определения энергии высокоэнерге-
97 тических частиц и регистрации их точного положения.

98 Частица, попавшая в калориметр, вызывает ливень вторичных частиц. Энер-
99 гия этого ливня пропорциональна энергии исходной частицы и может быть измерена.
100 Калориметр представляет собой чередующиеся слои абсорбера и активного вещества.
101 Абсорбер вызывает ливни частиц, а активное вещество используется для измерения их
102 энергии (н-р испускание фотонов сцинтиллятором или прохождение тока через ионизи-
103 ванный благородный газ). Используются разные виды абсорберов, т.к. частицы могут
104 участвовать во взаимодействиях разной природы (сильное, электромагнитное).

105 Калориметрическая система ATLAS подразделяется на две части: электромаг-
106 нитные калориметры и адронные калориметры. Электромагнитные калориметры реги-
107 стрируют заряженные частицы и фотоны, адронные калориметры регистрируют адро-
108 ны.

109 1.4 Мюонная система

110 Мюонная система является наиболее удаленным от пучка компонентом детек-
111 тора ATLAS. Она предназначена для реконструкции траекторий мюонов, изменения

их импульсов и передачи сигналов мюонному триггеру в диапазоне $|\eta| < 2.7$. Мюоны – единственный сорт заряженных частиц, способный пройти сквозь калориметры. Принцип работы мюонной системы схож с работой внутреннего детектора. Поле тороидальных магнитов искривляет траектории мюонов в направлении η . Мюоны, взаимодействуя с веществом детектора, оставляют хиты. По этим хитам производится реконструкция траектории (трека).

Более подробное описание элементов детектора можно найти в статье [1].

2 Отбор событий и фоновые процессы

В работе используются реальные данные, полученные в результате pp столкновений с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, набранные с 2015 по 2018 гг, а также наборы Монте-Карло симуляций, сгенерированные для геометрии детектора ATLAS.

2.1 Фоновые процессы

Вклад от фоновых процессов оценивается из непосредственно самих данных или с помощью Монте-Карло симуляций.

Основными источниками фона являются следующие процессы:

- $\tau\nu\gamma$ и $l\nu\gamma$ от рождения $W\gamma$, где τ распадается на адроны или когда электрон или мюон не регистрируется;
- $\gamma + jet$, где большое значение E_T^{miss} возникает из-за неправильно измеренной энергии струй;
- $W(e\nu)$, одиночный t и $t\bar{t}$, где электрон ошибочно идентифицируется как фотон ($e \rightarrow \gamma$);
- $Z(\nu\bar{\nu}) + jets$, где струя ошибочно идентифицируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$);
- $Z(l\bar{l}) + \gamma$, где τ распадается на адроны или когда электрон или мюон не регистрируется;

Фоны, возникающие вследствие ошибочной идентификации объектов, плохо моделируются Монте-Карло симуляциями. Поэтому вклады от $e \rightarrow \gamma$ и $jet \rightarrow \gamma$ оцениваются непосредственно из данных.

Фоны $W\gamma$ и $jet + \gamma$ оцениваются из данных на основе их распределения по контрольным регионам.

Вклад фона $Z(l\bar{l}) + \gamma$ очень мал, оценивается из Монте-Карло.

2.2 Отбор событий

К отборам предъявляются два основных требования:

- хорошее подавление фоновых процессов
- сохранение чувствительности к аномальным с точки зрения СМ процессам

В финальном состоянии единственным непосредственно регистрируемым объектом является фотон. К фотону применяются изоляционные отборы FixedCutLoose [2]. Калориметрическая изоляция фотона задается отбором $E_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.065$, где p_T^γ - поперечный импульс фотона, E_T^{cone20} - энергосодержание в калориметре внутри конуса с

150 раствором $\Delta R = 0.2$. Угловое расстояние между объектами $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. Треко-
 151 вая изоляция фотона задается отбором $p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05$, где p_T^{cone20} - сумма поперечных
 152 импульсов в конусе с раствором $\Delta R = 0.2$. Для подавления фона от первичных фото-
 153 нов, обусловленных конфигурацией пучка, абсолютное значение координаты z фотона
 154 по отношению к установленной главной вершине не должно превышать 250 мм.

155 Переменная \vec{p}_T^{miss} определяется как недостающий импульс в поперечной к пучку
 156 плоскости. Если все частицы, участвующие в событии, зарегистрированы, то, исходя из
 157 закона сохранения импульса, $\vec{p}_T^{miss} = 0$. Нейтрино детектором не регистрируется и, сле-
 158 довательно, уносит часть поперечного импульса с собой. E_T^{miss} - абсолютная величина
 159 \vec{p}_T^{miss} . E_T^{miss} формируется за счет вкладов от двух типов объектов. Первые классифици-
 160 руются как жесткие (hard objects) - это полностью восстановленные и откалиброванные
 161 объекты: мюоны, электроны, фотоны, струи. Вторые - мягкие (soft term) - состоят из
 162 дополнительных сигналов, не ассоциированных ни с одним из жестких объектов. Зна-
 163 чимость E_T^{miss} [3] определяется как $E_T^{miss}/\sqrt{\sigma_L^2(1 - \rho_{LT}^2)}$, где σ_L - дисперсия измерения
 164 недостающего поперечного импульса в продольном направлении, ρ_{LT} - корреляцион-
 165 ный фактор измерения продольной и поперечной компонент недостающего поперечно-
 166 го импульса. Отбор по этой переменной позволяет подавить фон $jet + \gamma$, так как он
 167 сосредоточен в области с меньшей значимостью, чем сигнал.

168 Для подавления фонов $W(l\nu)\gamma$ и $Z(l)\gamma$ применяется лептонное вето, то есть
 169 число зарегистрированных электронов и мюонов должно равняться нулю.

170 Отборы по угловым переменным $|\Delta\phi(j_1, p_T^{miss})|$ (модуль разности азимутальных
 171 углов между ведущей струей и фотоном) и $|\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})|$ (модуль разности азимуталь-
 172 ных углов между p_T^{miss} и фотоном) оптимизированы для лучшего подавления фонов.

| |
|--|
| $(N_{jets} = 0) \parallel (N_{jets} > 0 \ \&\& \ \Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4)$ |
| $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.7$ |
| $p_T^{miss} > 130$ ГэВ |
| $p_T^\gamma > 150$ ГэВ |
| $N_\gamma = 1$ |
| $E_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.065$ |
| $p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05$ |
| $ \Delta z < 250$ мм |
| лептонное вето |
| E_T^{miss} значимость > 11 |
| $p_T^{SoftTerm} < 16$ ГэВ (< 40 ГэВ) |

Таблица 1 — Отборы для сигнала с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

173

174 3 Оценка фона $\gamma + jet$

175 События $\gamma + jet$ попадают в сигнальный регион в том случае, если струи некор-
 176 ректно восстановлены и частично потеряны, что дает большой вклад в p_T^{miss} .

177 Подавление фона $\gamma + jet$ обеспечивается за счет введения отбора на значимость
 178 E_T^{miss} , а также угловыми отборами. Согласно предсказанию Монте-Карло, доля собы-
 179 тий $\gamma + jet$ в сигнальной области составляет порядка 30%. Величина фона, а также
 180 факт того, что моделирование E_T^{miss} существенно зависит от моделирования детектора,
 181 пайлапа и реконструкции треков, делают необходимой оценку именно из данных.

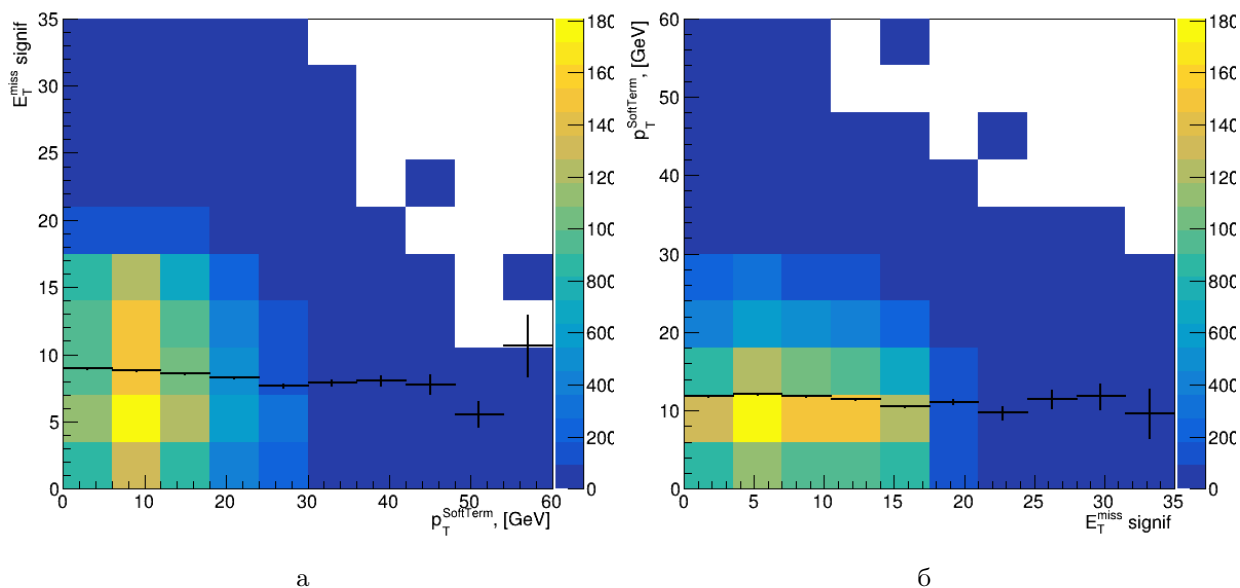


Рисунок 4 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным E_T^{miss} значимость и $p_T^{SoftTerm}$ (сняты отборы только по этим переменным), а - профиль по $p_T^{SoftTerm}$, б - профиль по E_T^{miss} значимость

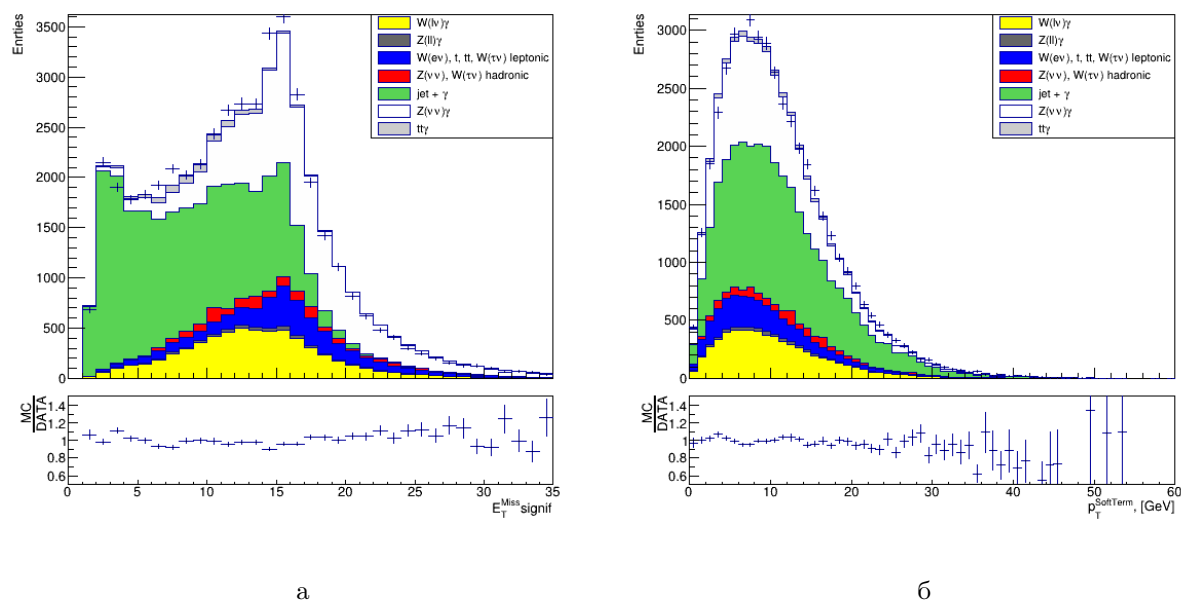


Рисунок 5 — Распределения по E_T^{miss} значимость и $p_T^{SoftTerm}$, построенные без отборов на соответствующие переменные

183 Для оценки фона $\gamma + jet$ используется двумерный метод боковых интервалов
 184 (ABCD метод).

185 E_T^{miss} значимость и $p_T^{SoftTerm}$ выбираются в качестве переменных, на базе кото-
 186 рых формируются присоединенные регионы. Одним из основных предположений мето-

187 да является то, что для событий $\gamma+jet$ корреляция между базисными переменными низ-
 188 кая. Переменная $p_T^{SoftTerm}$ не подавляет фон $\gamma+jet$, но выбирается в качестве базисной,
 189 так как демонстрирует наиболее низкую корреляцию с E_T^{miss} значимость. Таким обра-
 190 зом, фазовое пространство оказывается разделенным на 4 ортогональных региона, как
 191 это показано на рисунке 6. Сигнальный регион А образован отборами E_T^{miss} значимость
 192 < 11 и $p_T^{SoftTerm} < 16$ ГэВ, в то время как регионы В, С и D получены инвертиро-
 193 ванием одного из этих отборов или обоих сразу. Прочие сигнальные отборы остаются
 194 примененными во всех регионах. Также во всех регионах применен отбор $p_T^{SoftTerm} < 40$
 195 ГэВ. Это делается с целью подавления возможной корреляции при больших значениях
 196 $p_T^{SoftTerm}$.

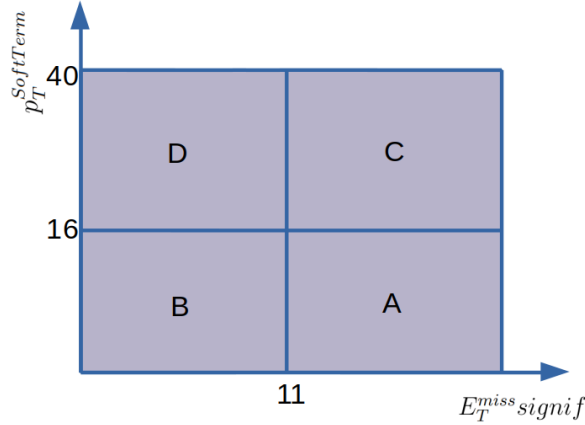


Рисунок 6 — Регионы, рассматриваемые в ABCD методе оценки фона $\gamma+jet$

197 В случае отсутствия корреляции можно записать:

$$198 \quad N_A^{\gamma+jet} = \frac{N_B^{\gamma+jet} N_C^{\gamma+jet}}{N_D^{\gamma+jet}}.$$

199 Для учета корреляции вводится корреляционный фактор R:

$$200 \quad R = \frac{N_A^{\gamma+jet} N_D^{\gamma+jet}}{N_B^{\gamma+jet} N_C^{\gamma+jet}}.$$

201 Обычно R оценивается с помощью Монте-Карло для соответствующего фона. Однако
 202 так как моделирование E_T^{miss} сильно зависит от выше перечисленных факторов, то
 203 более предпочтительной оценкой является оценка R из данных. Для этого используется
 204 расширенный ABCD метод с дополнительными регионами E и F.

205 Еще одним важным предположением метода является то, что сигнальный регион
 206 А состоит в основном из сигнальных событий, в то время как контрольные регионы В,
 207 С и D состоят из фоновых событий и утечка сигнала в контрольные регионы может
 208 быть оценена из Монте-Карло. Тогда число событий в каждом регионе может быть
 209 записано как:

$$210 \quad N_A = N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_A^{bkg} + N_A^{\gamma+jet}$$

$$211 \quad N_B = c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_B^{bkg} + N_B^{\gamma+jet}$$

$$212 \quad N_C = c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_C^{bkg} + N_C^{\gamma+jet}$$

$$213 \quad N_D = c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} + N_D^{bkg} + N_D^{\gamma+jet},$$

214 где N_i^{bkg} есть вклад от всех прочих фонов, кроме $\gamma + jet$, в соответствующий регион. Они
 215 оцениваются либо из Монте-Карло, либо из данных. Коэффициенты утечки сигнала
 216 c_i определяются как отношение сигнальных событий в регионе В, С или D к числу
 217 сигнальных событий в регионе А:

$$218 \quad c_i = \frac{N_i^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}.$$

219 После вычисления коэффициентов утечки сигнала, вычисления $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{bkg}$,
 220 а также вычисления R из данных, можно получить следующее выражение для расчета
 221 числа сигнальных событий в регионе А:

$$222 \quad N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \tilde{N}_A - R(\tilde{N}_B - c_B N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}) \frac{\tilde{N}_C - c_C N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}{\tilde{N}_D - c_D N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}}.$$

223 Полученное выражение является квадратным уравнением относительно $N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$
 224 и его решением является:

$$225 \quad N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a},$$

226 где

$$227 \quad a = c_D - R c_C c_B$$

$$228 \quad b = \tilde{N}_D + c_D \tilde{N}_A - R(c_B \tilde{N}_C + c_C \tilde{N}_B)$$

$$229 \quad c = \tilde{N}_A \tilde{N}_D - R \tilde{N}_C \tilde{N}_B.$$

230 Возвращаясь назад к $N_A^{\gamma+jet}$, можно записать:

$$231 \quad N_A^{\gamma+jet} = \tilde{N}_A - N_A^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}.$$

232 Число событий для данных и фонов кроме $\gamma + jet$ в каждом регионе представлено
 233 в таблице 2. Число событий для $W\gamma$, $Z(l\bar{l})\gamma$, $j \rightarrow \gamma$ и $tt\gamma$ получены из Монте-Карло,
 234 число событий $e \rightarrow \gamma$ оценено из данных.

235 Результирующее центральное значение для числа событий $\gamma + jet$ в сигнальном
 236 регионе составило 5436.

| | data | $W\gamma$ | $Z(l\bar{l})\gamma$ | $e \rightarrow \gamma$ | $j \rightarrow \gamma$ | $tt\gamma$ |
|---|-----------------|---------------|---------------------|------------------------|------------------------|-----------------|
| A | 21649 ± 147 | 3386 ± 21 | 240 ± 4 | 2511 ± 11 | 665 ± 53 | 174.9 ± 2.8 |
| B | 14559 ± 121 | 1565 ± 12 | 96.3 ± 2.5 | 514 ± 5 | 310 ± 71 | 327.8 ± 3.9 |
| C | 4835 ± 70 | 707 ± 10 | 46.1 ± 1.8 | 361 ± 4 | 217 ± 40 | 58.5 ± 1.7 |
| D | 4321 ± 66 | 372 ± 6 | 23.1 ± 1.3 | 130.5 ± 2.4 | 85 ± 10 | 103.9 ± 2.2 |

Таблица 2 — Число событий для данных и фонов кроме $\gamma + jet$. Указанные погрешности являются статистическими.

237 3.2 Определение R из данных

238 Для определения корреляционного фактора R из данных вводятся два дополни-
239 тельных региона E и F, как это показано на рисунке 7. В этом случае формула

$$240 R = \frac{N_A^{\gamma+jet} N_D^{\gamma+jet}}{N_B^{\gamma+jet} N_C^{\gamma+jet}}$$

241 заменяется на

$$242 R_{data} = \frac{N_{B-E}^{\gamma+jet(data)} N_F^{\gamma+jet(data)}}{N_{D-F}^{\gamma+jet(data)} N_E^{\gamma+jet(data)'}}$$

243 где $N_i^{\gamma+jet(data)} = N_i^{data} - N_i^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma} - N_i^{bkg}$. $N_i^{Z(\nu\bar{\nu})\gamma}$ берется из Монте-Карло.

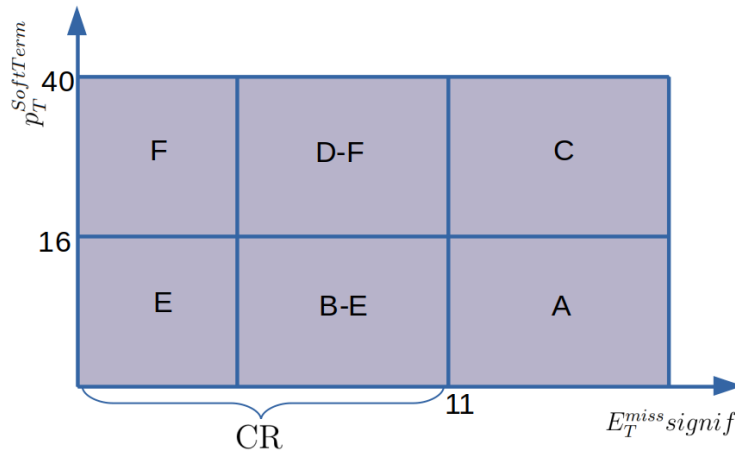


Рисунок 7 — Регионы, рассматриваемые в расширенном ABCD методе оценки R из данных

244 Оценка R из данных проводится в регионах с E_T^{miss} значимость < 11 , так как
245 в них вклад событий $\gamma + jet$ является доминирующим. При этом следует учесть, что
246 выбор граничного значения E_T^{miss} значимость, определяющего дополнительные регионы
247 E и F, будет являться источником систематической погрешности метода.

248 Из графика, представленного на рисунке 8, следует, что диапазон получаемых
249 для R значений уместается в коридор $R_{data} = 1.00 \pm 0.05$.

250 3.3 Источники погрешностей и результаты

251 Для оценки статистической погрешности количество событий для данных и для
252 фонов кроме $\gamma + jet$ независимо варьируются на $\pm\sigma$ в каждом регионе. Полученные от-
253 клонения от центрального значения квадратично складываются. Основным источником
254 статистической погрешности является регион C, в котором вклад событий $\gamma + jet$ со-
255 ставляет 33%. Таким образом центральное значение и его статистическая погрешность
256 для событий $\gamma + jet$ в сигнальном регионе составляет 5436_{-747}^{+764} .

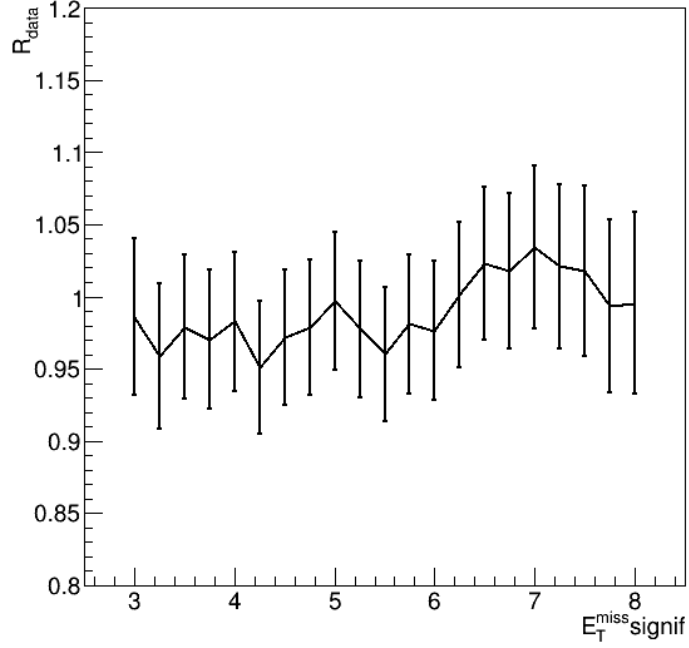


Рисунок 8 — График зависимости R_{data} от величины $E_T^{miss} signif$, определяющей регио-
ны E и F

257

Систематическая погрешность обусловлена:

258

- Зависимостью значения R от положения границы по E_T^{miss} значимость для регионов E и F;

259

260

- Определением коэффициентов утечки сигнала c_i ;

261

- Величиной верхнего отбора по переменной $p_T^{SoftTerm}$;

262

Варьирование границы, определяющей регионы E и F, ведет к погрешности опре-
263 деления R_{data} . Она учитывается путем изменения R на величину $\pm\Delta R$.

| | $N_A^{\gamma+jet}$ | Δ | δ |
|----------------|--------------------|----------|----------|
| R | 5436 | | |
| $R + \Delta R$ | 6143 | +707 | 13.0% |
| $R - \Delta R$ | 4829 | -607 | 11.2% |

Таблица 3 — Центральные значения $N_A^{\gamma+jet}$ при варьировании R

264

Еще одним источником систематической погрешности метода является погреш-
265 ность определения коэффициентов утечки сигнала c_i . Для ее учета используются Монте-
266 Карло наборы $Z(\nu\nu)\gamma$, полученные с помощью двух различных генераторов: Sherpa 2.2
267 в качестве основного и MadGraph+Pythia8 в качестве альтернативного.

| c_i | Sherpa 2.2 | MadGraph+Pythia8 | Δ | δ |
|--------------------|-----------------------|----------------------|----------|----------|
| c_B | 0.1595 ± 0.0003 | 0.1420 ± 0.0013 | -0.0175 | 11.0% |
| c_C | 0.1844 ± 0.0004 | 0.1874 ± 0.0016 | +0.003 | 1.6% |
| c_D | 0.03483 ± 0.00015 | 0.0287 ± 0.0006 | -0.00613 | 17.6% |
| $N_A^{\gamma+jet}$ | 5436_{-747}^{+764} | 5226_{-759}^{+777} | -210 | 3.9% |

Таблица 4 — Коэффициенты утечки сигнала и центральные значения $N_A^{\gamma+jet}$ для генераторов Sherpa 2.2 и MadGraph+Pythia8

268 Также источником систематической погрешности служит выбор верхнего ограни-
269 чивающего значения $p_T^{SoftTerm}$. Для учета этой погрешности верхнее ограничение по
270 $p_T^{SoftTerm}$ варьируется до момента изменения величины данных в регионе C или D на $\pm\sigma$.

| ограничение | $N_A^{\gamma+jet}$ | Δ | δ |
|---------------------------|----------------------|----------|----------|
| $p_T^{SoftTerm} < 40$ ГэВ | 5436_{-747}^{+764} | | |
| $p_T^{SoftTerm} < 36$ ГэВ | 5582_{-779}^{+798} | +146 | 2.7% |
| $p_T^{SoftTerm} < 44$ ГэВ | 5300_{-720}^{+736} | -136 | 2.5% |

Таблица 5 — Центральные значения $N_A^{\gamma+jet}$ при различных значениях верхнего ограничения на $p_T^{SoftTerm}$

271 Итоговая оценка числа событий $\gamma + jet$ в сигнальном регионе с учетом статисти-
272 ческой и систематической погрешности составляет $5436_{-747-657}^{+764+752}$.

273 4 Заключение

274 В ходе проделанной работы было получено центральное значение для фона $\gamma + jet$
275 в процессе $Z(\nu\nu)\gamma$, а также его систематическая и статистическая погрешности. Для
276 этого был использован расширенный метод присоединенных регионов, позволивший
277 получить более достоверный результат, чем это было сделано ранее.

278 Большой интерес представляет получение формы распределения фона $\gamma + jet$ в
279 сигнальном регионе по различным кинематическим переменным. Наиболее очевидным
280 решением является нормировка Монте-Карло наборов на величину, полученную в хо-
281 де проделанной работы. Такой способ получения форм нежелателен. Далее предстоит
282 работа по поиску способа получения форм $\gamma + jet$ из данных.

283 **СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

- 284 [1] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,
285 JINST 3 (2008) S08003.
- 286 [2] URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>
- 287 [3] Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector -
288 ATLAS-CONF-2018-038
- 289 [4] Soldatov, Evgeny et al, *Measurement of the electroweak $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ production cross*
290 *section in pp Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector*, ATL-COM-PHYS-
291 2019-1351
- 292 [5] Ludovica Aperio Bella et al, *Multijet background in low pile-up runs taken in 2017 and*
293 *2018*, ATL-COM-PHYS-2019-076