

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
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНА $jet + \gamma$ ДЛЯ ПРОЦЕССА
 $Z\gamma \rightarrow (\nu\bar{\nu})\gamma$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Научный руководитель
доц. к.ф-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Студент

_____ Л. Л. Симбирягин

Москва 2022

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 $jet + \gamma$	8
3.1 Двумерный метод боковых интервалов	9
3.1.1 Источники погрешностей и результаты	12
3.2 Метод слайсов	13
4 Заключение и дальнейшие планы	14
Список использованных источников	14

1 Введение

2 На сегодняшний день признанной теорией, описывающей строение и взаимодей-
3 ствие 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 описательной силы СМ.

11 В БАК сталкиваются высокоэнергетические pp пучки. Так, во время второго се-
12 анса набора данных энергия столкновений равнялась 13 ТэВ. При таких энергиях до
13 текущего момента не было обнаружено новых частиц. Однако можно косвенно судить
14 об их существовании по влиянию, оказываемом ими на процессы, которые происходят
15 на доступных для изучения уровнях энергии. Поиск отклонений от предсказаний СМ
16 целесообразно проводить в электрослабом секторе, что обуславливается малостью его
17 постоянной взаимодействия и, следовательно, позволяет использовать методы теории
18 возмущений и получить теоретически обоснованный результат с высокой точностью.
19 Если же в дальнейшем обнаружить отклонение в экспериментально измеренном сече-
20 нии какого-либо процесса от теоретического предсказания, то можно заключить, что
21 получено указание на существование физики за пределами СМ.

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

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

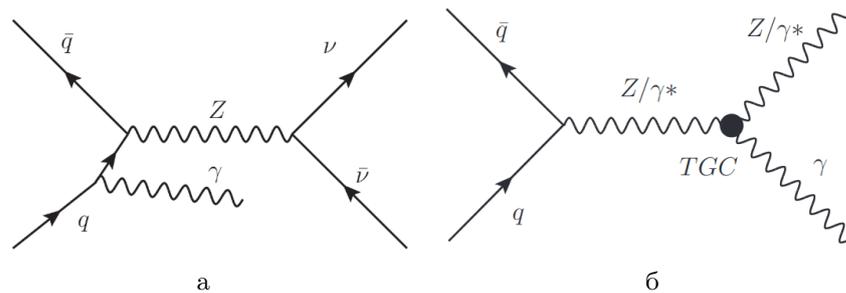


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: а - испускание фотона из начального состояния, б - процесс, протекающий через трёхбозонную вершину (запрещена в СМ)

28 Особый интерес представляет не только интегральное сечение, но и дифференци-
29 альные сечения по различным переменным, т.к. они позволяют провести более точный
30 анализ в силу большей чувствительности к отклонениям от предсказаний СМ. Запре-
31 щенные СМ процессы, вклад от которых и должен менять сечение, являются подавлен-
32 ными на доступных энергетических уровнях. Следовательно, необходимо обеспечить
33 высокую точность измерений. Важным этапом является, в частности, оценка фонов. В
34 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.

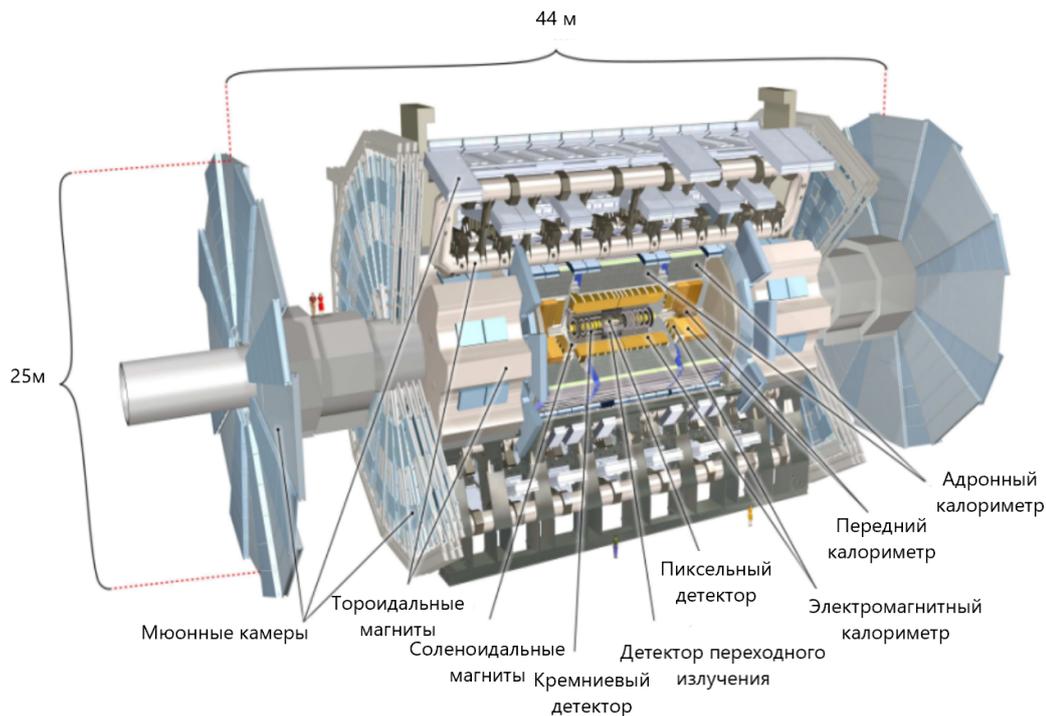


Рисунок 2 — Схема ATLAS детектора

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

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

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

68 1.1 Координатная система

69 Используется правая система координат с началом отсчета в точке, где имело
70 место взаимодействие (в центре детектора). Ось z направлена по пучку, ось x – к центру
71 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:

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

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:

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

72 1.2 Внутренний детектор

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

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

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

90 Треки с $|\eta| < 2$, восстановленные пиксельным и микростриповыми детекторами,
91 продлеваются в детектор переходного излучения (от 554 до 1082 мм). Он состоит из

92 350848 трубок диаметром 4 мм. Трубки образуют 3 цилиндрических слоя и 40 дисков
93 на каждом из концов.

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

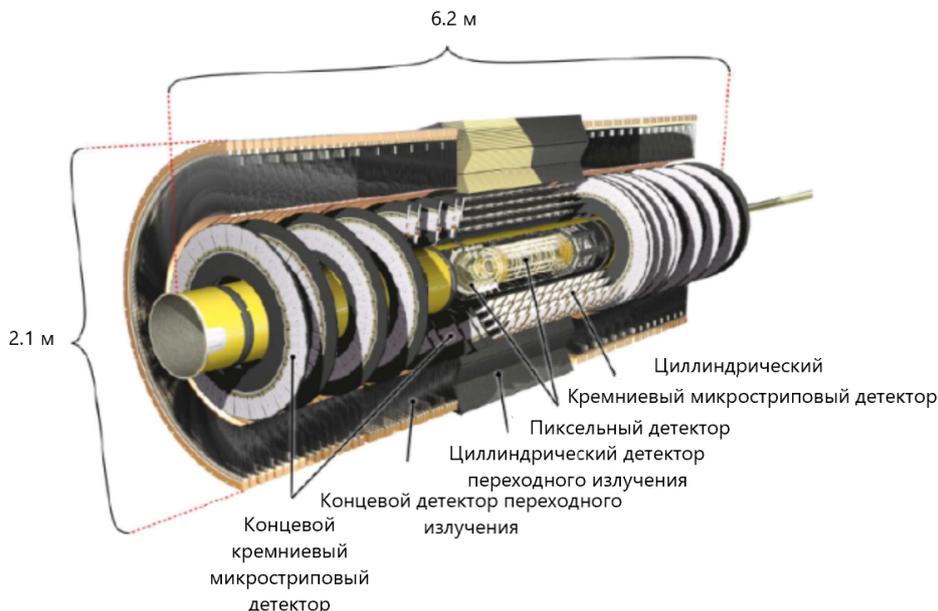


Рисунок 3 — Схема внутреннего детектора

96

97 1.3 Калориметры

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

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

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

112 1.4 Мюонная система

113 Мюонная система является наиболее удаленным от пучка компонентом детек-
114 тора ATLAS. Она предназначена для реконструкции траекторий мюонов, изменения
115 их импульсов и передачи сигналов мюонному триггеру в диапазоне $|\eta| < 2.7$. Мюо-
116 ны – единственный сорт заряженных частиц, способный пройти сквозь калориметры.

117 Принцип работы мюонной системы схож с работой внутреннего детектора. Поле то-
 118 роидальных магнитов искривляет траектории мюонов в направлении η . Мюоны, вза-
 119 имодействуя с веществом детектора, оставляют хиты. По этим хитам производится
 120 реконструкция траектории (трека).

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

122 2 Отбор событий и фоновые процессы

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

126 2.1 Фоновые процессы

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

129 Основными источниками фона являются следующие процессы:

- 130 • $\tau\nu\gamma$ и $l\nu\gamma$ от рождения $W\gamma$, где τ распадается на адроны или электрон или мюон
 131 не регистрируется;
- 132 • $jet + \gamma$, где большое значение E_T^{miss} возникает из-за неправильно измеренной энер-
 133 гии струй;
- 134 • $W(e\nu)$, одиночный t и $t\bar{t}$, где электрон ошибочно идентифицируется как фотон
 135 ($e \rightarrow \gamma$);
- 136 • $Z(\nu\bar{\nu}) + jets$, где струя ошибочно идентифицируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$);
- 137 • $Z(ll) + \gamma$, где τ распадается на адроны или электрон или мюон не регистрируется;

138 Фоны, возникающие вследствие ошибочной идентификации объектов, плохо мо-
 139 делируются Монте-Карло симуляциями. Поэтому вклады от $e \rightarrow \gamma$ и $jet \rightarrow \gamma$ оценива-
 140 ются непосредственно из данных.

141 Фоны $W\gamma$ и $jet + \gamma$ оцениваются из данных на основе их распределения по кон-
 142 трольным регионам.

143 Вклад фона $Z(ll) + \gamma$ очень мал, оценивается из Монте-Карло.

144 2.2 Отбор событий

145 К отборам предъявляются два основных требования:

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

148 В финальном состоянии единственным непосредственно регистрируемым объек-
 149 том является фотон. К фотону применяются изоляционные отборы FixedCutLoose [2].
 150 Калориметрическая изоляция фотона задается отбором $E_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.065$, где p_T^γ - по-
 151 перечный импульс фотона, E_T^{cone20} - энерговыделение в калориметре внутри конуса с
 152 раствором $\Delta R = 0.2$. Угловое расстояние между объектами $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$. Треко-
 153 вая изоляция фотона задается отбором $p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05$, где p_T^{cone20} - сумма поперечных

154 импульсов в конусе с раствором $\Delta R = 0.2$. Для подавления фона от первичных фото-
 155 нов, обусловленных конфигурацией пучка, абсолютное значение координаты z фотона
 156 по отношению к установленной главной вершине не должно превышать 250 мм.

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

170 Для подавления $W(l\nu)\gamma$ и $Z(ll)\gamma$ процессов применяется лептонное вето, то есть
 171 число зарегистрированных электронов и мюонов должно равняться нулю.

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

$(N_{jets} = 0) \ \ (N_{jets} > 0 \ \&\& \ \Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4)$
$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.7$
$p_T^{miss} > 130 \text{ ГэВ}$
$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$
$N_\gamma = 1$
$E_T^{cone20} / p_T^\gamma < 0.065$
$p_T^{cone20} / p_T^\gamma < 0.05$
$ \Delta z < 250 \text{ мм}$
лептонное вето
$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$
$p_T^{SoftTerm} < 16 \text{ ГэВ} (< 60 \text{ ГэВ})$

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

175

176 3 Оценка фона $jet + \gamma$

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

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

184 **3.1 Двумерный метод боковых интервалов**

Двумерный метод боковых интервалов [4] (т. н. ABCD-метод) состоит в следующем: все фазовое пространство делится на 4 ортогональные области. Области строятся таким образом, чтобы в одной из них (область А) были применены все отборы, определяющие сигнальную область измерения, оставшиеся три получают путем инвертирования чувствительных к фону отборов (области В, С и D). Таким образом, в областях В, С и D основной вклад вносится именно фоновыми событиями, в то время как вклад от сигнальных подавлен. Если отборы не коррелируют, то число вхождений фоновых событий в область А можно оценить исходя из следующего соотношения:

$$N_A^{jet \rightarrow MET} = \frac{N_C^{jet \rightarrow MET} \cdot N_B^{jet \rightarrow MET}}{N_D^{jet \rightarrow MET}}$$

В действительности же воодится корреляционный фактор R, определяемый следующим образом:

$$R = \frac{N_A^{jet \rightarrow MET} \cdot N_D^{jet \rightarrow MET}}{N_C^{jet \rightarrow MET} \cdot N_B^{jet \rightarrow MET}}$$

185 Чем менее коррелированы переменные, по которым производится разбиение фа-
 186 зового пространства, тем ближе R-фактор к 1. R-фактор можно оценить из Монте-
 187 Карло моделирования, а полученный результат применить для непосредственной оцен-
 188 ки фона $jet + \gamma$ из данных.

189 При разбиении фазового пространства по двум переменным может оказаться,
 190 что некоторые регионы обеднены событиями или что имеет место существенная кор-
 191 реляция. Для увеличения статистики и уменьшения корреляции ABCD-метод можно
 192 модифицировать и производить разбиение фазового пространства по двум логическим
 193 переменным var1 и var2, представляющим собой комбинации отборов. При этом сохра-
 194 няется требование ортогональности и в регионе А по-прежнему должны быть приме-
 нены все отборы.

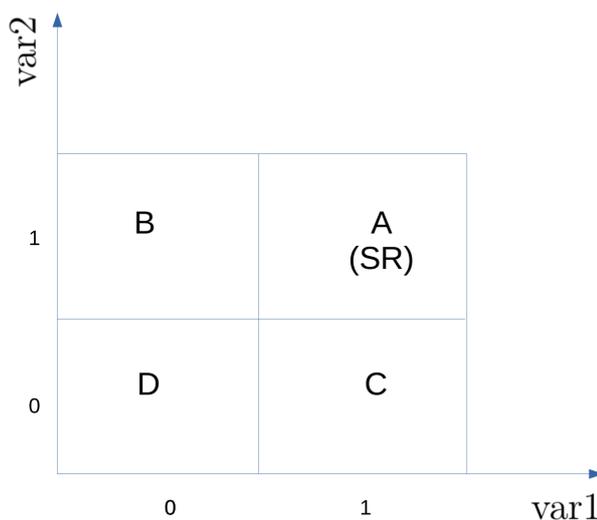


Рисунок 4 — конфигурация фазового пространства

Так как необходимым условием применимости метода является низкая корреляция между переменными, по которым осуществляется разбиение фазового пространства, а чувствительной к $jet + \gamma$ является значимость E_T^{miss} , то важно, чтобы вторая переменная с ней не коррелировала. Такой переменной является $p_T^{SoftTerm}$. Таким образом, дальнейшее посторение var1 и var2 основано на использовании этих переменных.

Bool	Отборы	R	ΔR
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $p_T^{SoftTerm} < 16$	1.30	0.04
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $p_T^{SoftTerm} < 16 \ \&\& \ E_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.065$	1.31	0.04
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $p_T^{SoftTerm} < 16 \ \&\& \ p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05$	1.35	0.04
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4$ $p_T^{SoftTerm} < 16$	1.23	0.03
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4$ $p_T^{SoftTerm} < 16 \ \&\& \ E_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.065$	1.24	0.03
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4$ $p_T^{SoftTerm} < 16 \ \&\& \ p_T^{cone20}/p_T^\gamma < 0.05$	1.29	0.03

Таблица 2 — Различные сочетания переменных var1 и var2

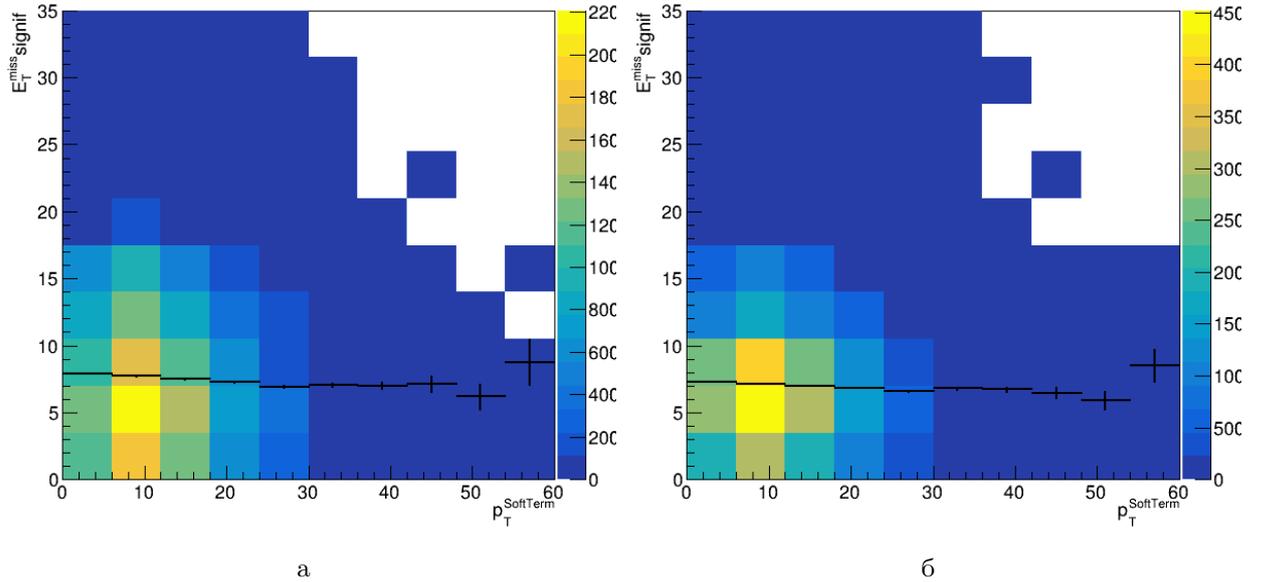
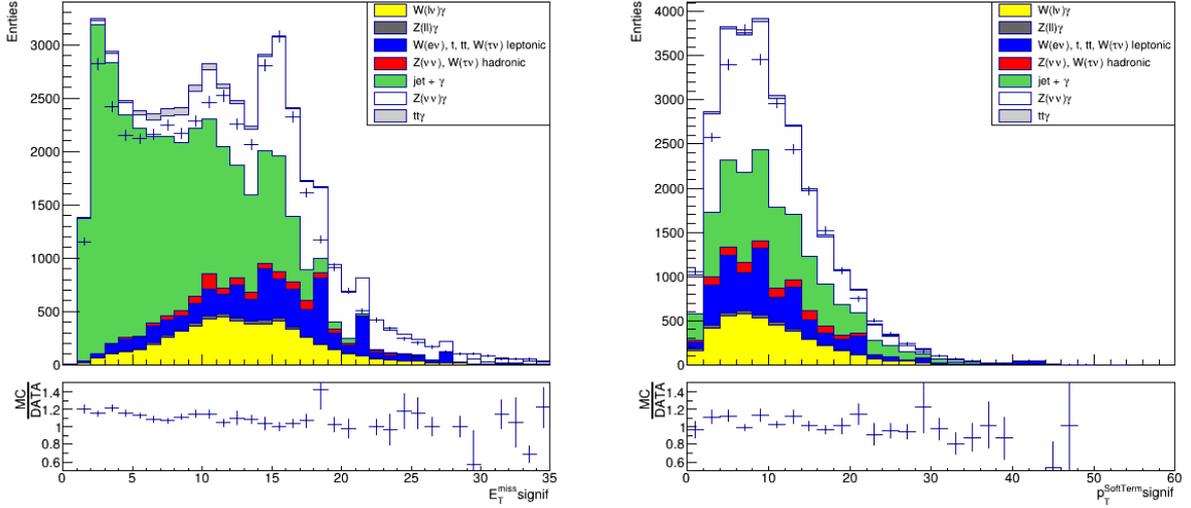


Рисунок 5 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным значимость E_T^{miss} и $p_T^{SoftTerm}$ (в ГэВ), а - сняты отборы только по этим переменным, б - дополнительно снят отбор по $\Delta\phi(j_1, p_T^{miss})$



а

б

Рисунок 6 — Распределения по значимости E_T^{miss} и $p_T^{SoftTerm}$, построенные без отборов на соответствующие переменные

202

Таким образом, наилучшей конфигурацией является:

Область	var1	var2
A	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ (\Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4 \ \ N_{jet} = 0)$	$p_T^{SoftTerm} < 16$
B	$E_T^{miss} \text{ signif} < 11 \ \ (\Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) < 0.4 \ \&\& \ N_{jet} > 0)$	$p_T^{SoftTerm} < 16$
C	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ (\Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) > 0.4 \ \ N_{jet} = 0)$	$p_T^{SoftTerm} < 60$
D	$E_T^{miss} \text{ signif} < 11 \ \ (\Delta\phi(j_1, p_T^{miss}) < 0.4 \ \&\& \ N_{jet} > 0)$	$p_T^{SoftTerm} < 60$

Таблица 3 — Используемая конфигурация фазового пространства

203

204

205

206

В основе метода предполагается, что область A насыщена сигнальными событиями, в то время как оставшиеся области в основном состоят из фоновых событий, а утечка сигнала в эти области может быть оценена с помощью Монте-Карло симуляций. Тогда для каждой из областей можно записать:

207

208

209

210

$$\begin{aligned}
 N_A &= N_A^{sig} + N_A^{bkg} + N_A^{jet \rightarrow MET} \\
 N_B &= c_B \cdot N_A^{sig} + N_B^{bkg} + N_B^{jet \rightarrow MET} \\
 N_C &= c_C \cdot N_A^{sig} + N_C^{bkg} + N_C^{jet \rightarrow MET} \\
 N_D &= c_D \cdot N_A^{sig} + N_D^{bkg} + N_D^{jet \rightarrow MET}
 \end{aligned}$$

211

212

213

где N_i^{bkg} - число фоновых событий, не включающее $jet + \gamma$ (оценивается из Монте-Карло), $c_i = N_i^{sig} / N_A^{sig}$ - коэффициенты утечки сигнала (оцениваются из Монте-Карло). Избавляясь от N_i^{bkg} и вводя $\widetilde{N}_i = N_i - N_i^{bkg}$, получим:

214

215

216

217

$$\begin{aligned}
 \widetilde{N}_A &= N_A^{sig} + N_A^{jet \rightarrow MET} \\
 \widetilde{N}_B &= c_B \cdot N_A^{sig} + N_B^{jet \rightarrow MET} \\
 \widetilde{N}_C &= c_C \cdot N_A^{sig} + N_C^{jet \rightarrow MET} \\
 \widetilde{N}_D &= c_D \cdot N_A^{sig} + N_D^{jet \rightarrow MET}
 \end{aligned}$$

218

Учтя корреляционный фактор, для N_A^{sig} можно получить следующее уравнение:

$$N_A^{sig} = \widetilde{N}_A - R \cdot (\widetilde{N}_B - c_B \cdot N_A^{sig}) \cdot \frac{\widetilde{N}_C - c_C \cdot N_A^{sig}}{\widetilde{N}_D - c_D \cdot N_A^{sig}}$$

Его решением будет:

$$N_A^{sig} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4 \cdot a \cdot c}}{2 \cdot a}$$

где

$$\begin{aligned} a &= c_D - R \cdot c_C \cdot c_B \\ b &= \widetilde{N}_D + c_D \cdot \widetilde{N}_A - R \cdot (c_B \cdot \widetilde{N}_C + c_C \cdot \widetilde{N}_B) \\ c &= \widetilde{N}_A \cdot \widetilde{N}_D - R \cdot \widetilde{N}_C \cdot \widetilde{N}_B \end{aligned}$$

Возвращаясь назад к $N_A^{jet \rightarrow MET}$, получаем окончательно:

$$N_A^{jet \rightarrow MET} = R \cdot (\widetilde{N}_B - c_B \cdot N_A^{sig}) \cdot \frac{\widetilde{N}_C - c_C \cdot N_A^{sig}}{\widetilde{N}_D - c_D \cdot N_A^{sig}}$$

Область	данные	фоны (без $jet + \gamma$) МК	сигнал МК
A	21649 ± 147	7767 ± 460	9004 ± 8
B	28660 ± 169	4663 ± 150	1846 ± 3
C	4866 ± 70	1677 ± 159	1661 ± 3
D	8256 ± 91	1249 ± 148	397 ± 2

Таблица 4 — Вклады фонов (без учета $jet + \gamma$) и сигнала в области A, B, C и D

3.1.1 Источники погрешностей и результаты

Статистическая погрешность учитывается путем варьирования величин вкладов всех прочих фонов в каждом из регионов на $\pm\sigma$.

Величина	0	$+\sigma$	$-\sigma$
\widetilde{N}_A	13882	13345	14419
\widetilde{N}_B	23997	23763	24231
\widetilde{N}_C	3189	2982	3397
\widetilde{N}_D	7007	6836	7178
a	0.0063182	0.0063182	0.0063182
b	2539.02	2430.4	2647.63
c	2.07328e+07	2430.4	2.1187e+07
N_A^{sig}	8339	8570	8161
$N_A^{jet \rightarrow MET}$	5543	4775	6257

Таблица 5 — Варьирование вкладов фонов (без $jet + \gamma$)

Систематическая погрешность обусловлена:

- Отличием R от 1 ($R = 1.23$), следовательно нужно учесть отклонение центрального значения на 23%;
- Значениями параметров утечки c_i . Для оценки этой погрешности используются два различных Монте-Карло генератора для сигнала;

коэф. утечки	SHERPA	MADGRAPH	Δ
c_B	0.2050 ± 0.0004	0.1776 ± 0.0015	13.4%
c_C	0.1845 ± 0.0004	0.1883 ± 0.0016	2.0%
c_D	0.04414 ± 0.00017	0.0361 ± 0.0007	18.2 %
$N_A^{jet \rightarrow MET}$	5543	5244	5.4%

Таблица 6 — Оценка коэффициентов утечки сигнала с помощью различных Монте-Карло генераторов

Итоговая оценка фона $jet + \gamma$ с учетом статистической и систематической погрешностей составляет $5543 \pm 768 \pm 1294$ события.

3.2 Метод слайсов

Данный метод [5] также основан на использовании переменных с низкой корреляцией. Дискриминирующей переменной для фона $jet + \gamma$ является значимость E_T^{miss} . Как было показано выше, значимость слабо коррелирует с $p_T^{SoftTerm}$. В качестве дополнительных переменных, слабо коррелирующих со значимостью, выбираются калориметрическая и трековая изоляции фотона.

Фазовое пространство разбивается на 4 области:

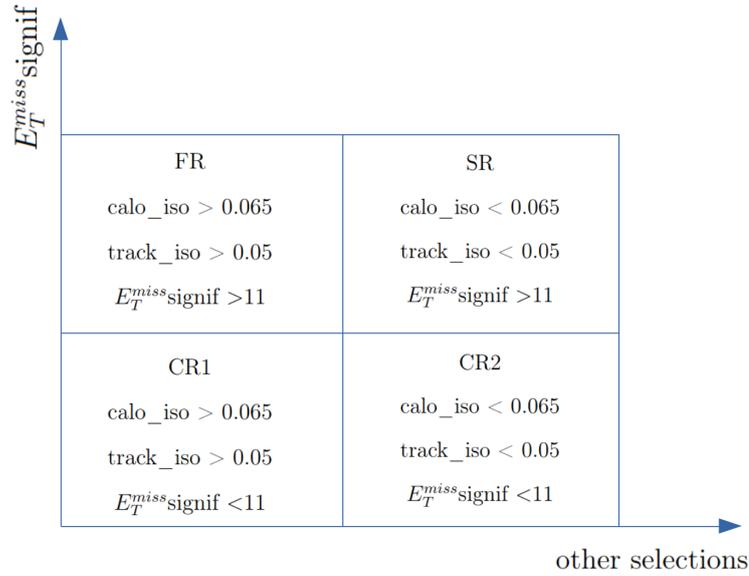


Рисунок 7 — Конфигурация фазового пространства для метода слайсов

Дальнейшая процедура строится следующим образом:

- области с значимостью $E_T^{miss} < 11$ разбиваются на слайсы
- $N_{CR1}^{jet \rightarrow MET(i)} = N_{CR1}^{data(i)} - N_{CR1}^{bkg(i)}$ для каждого i -го слайса
- $N_{FR}^{data} = N_{FR}^{bkg} + T^{(i)} \cdot N_{CR1}^{jet \rightarrow MET(i)}$, параметры T получают для каждого слайса путем фитирования распределения данных по каждой из выбранных некоррелированных переменных соответствующими образцами, добытыми из CR1
- оценка $jet + \gamma$ для i -го слайса дается соотношением $N_{SR}^{jet \rightarrow MET(i)} = T^{(i)} \cdot N_{CR2}^{jet \rightarrow MET(i)}$
- производится экстраполяция оценок $N_{SR}^{jet \rightarrow MET(i)}$ в область со значимостью $E_T^{miss} > 11$

253 4 Заключение и дальнейшие планы

254 В ходе проделанной работы была получена оценка фона $jet + \gamma$ с помощью
255 т.н. ABCD-метода. Данный метод дает большую систематическую погрешность, что
256 обусловлено трудностью моделирования E_T^{miss} . В дальнейшем планируется уменьшить
257 значение погрешности. Сделать это можно двумя способами. Первый заключается в
258 использовании данных для оценки корреляционного фактора R (как правило, это поз-
259 воляет снизить ΔR). Второй способ - использовать для оценки метод слайсов. Метод
260 слайсов, за счет разбиения контрольных регионов на узкие полосы, позволяет тем са-
261 мым проследить зависимость оценки от значения дискриминирующей переменной, что,
262 в свою очередь, дает более точную оценку. Планируется попробовать оба способа и
263 сравнить результаты.

264 Список использованных источников

- 265 [1] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,
266 JINST 3 (2008) S08003.
- 267 [2] URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/IsolationSelectionTool>
- 268 [3] Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector -
269 ATLAS-CONF-2018-038
- 270 [4] Soldatov, Evgeny et al, *Measurement of the electroweak $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ production cross*
271 *section in pp Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector*, ATL-COM-PHYS-
272 2019-1351
- 273 [5] Ludovica Aperio Bella et al, *Multijet background in low pile-up runs taken in 2017 and*
274 *2018*, ATL-COM-PHYS-2019-076