

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

Введение	3
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	7
3 Фоновые процессы для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$	8
4 Фон от $jet + \gamma$	9
4.1 Метод оценки	9
4.2 Варьирование var1 и var2	10
4.3 Объяснение результатов	11
5 Заключение и дальнейшие планы	12
Список использованных источников	12

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.

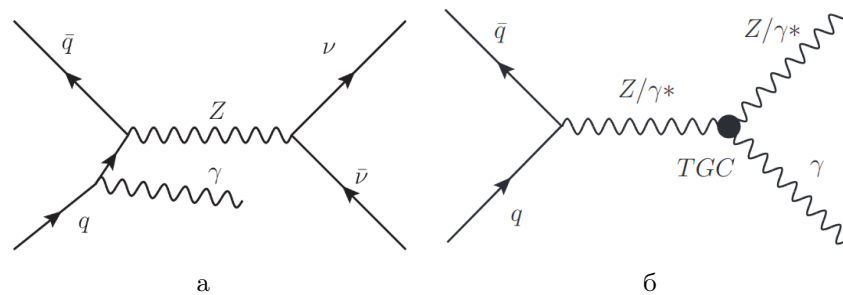


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: а - испускание фотона из начального состояния, б - процесс, протекающий через трёхбозонную вершину (запрещена в СМ)

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 проделаны первые шаги по оценке 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.

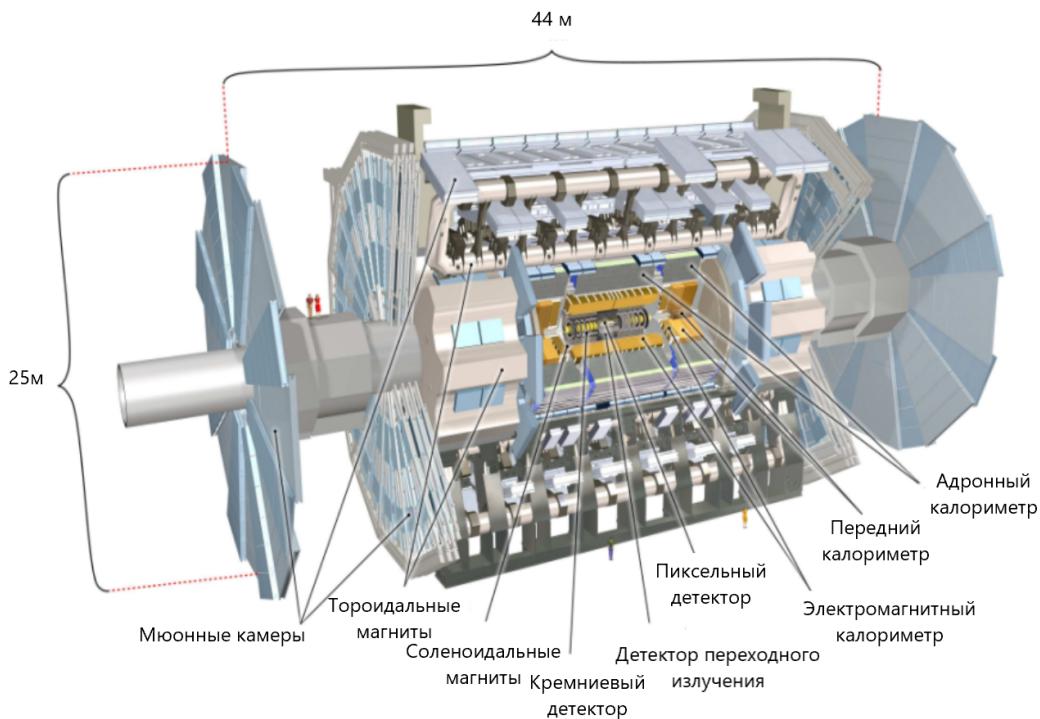


Рисунок 2 — Схема ATLAS детектора

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:

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

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 p-n 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.

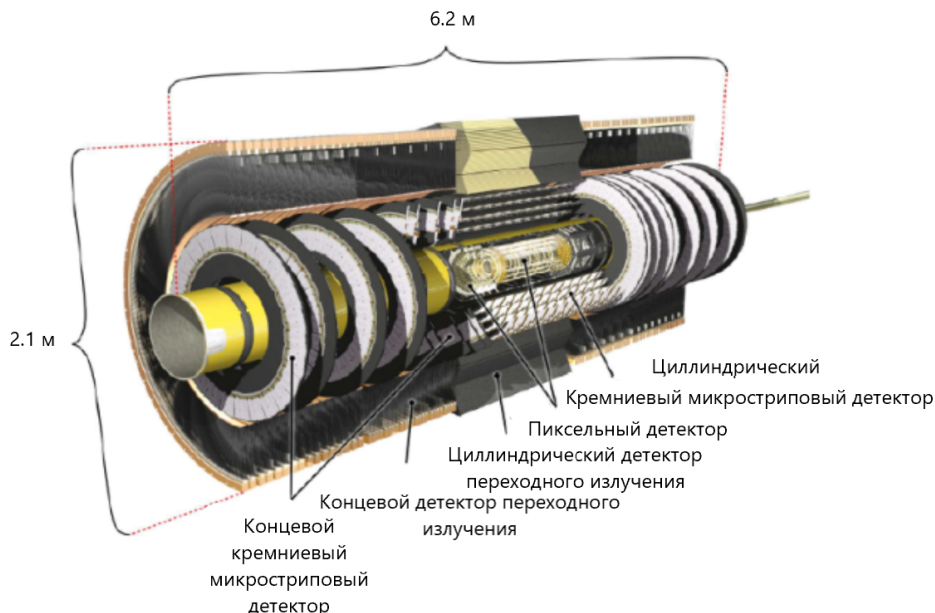


Рисунок 3 — Схема внутреннего детектора

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

123 К отборам предъявляются два основных требования:

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

126 В финальном состоянии единственным непосредственно регистрируемым объек-
 127 том является фотон, следовательно, точность его идентификации очень важна. Фо-
 128 тон должен соответствовать жёстким (*tight*, см [2]) идентификационным требовани-
 129 ям и эффективность триггера составляет 100% при условии на поперечную энергию
 130 $E_T > 150$ ГэВ (см [3]). Абсолютное значение координаты z фотона (в таблице отбо-
 131 ров `ph_z_point`) по отношению к установленной главной вершине не должно превы-
 132 шать 250 мм. Также к фотонам предъявляются следующие изоляционные требования:
 133 $E_T^{cone40} < 0.022 * p_T^\gamma + 2.45$ ГэВ.

134 \vec{p}_T^{miss} определяется как недостающий импульс в поперечной к пучку плоскости.
 135 Если все частицы, участвующие в событии, зарегистрированы, то, исходя из закона
 136 сохранения импульса, $\vec{p}_T^{miss} = 0$. Нейтрино детектором не регистрируется и, следова-
 137 тельно, уносит часть поперечного импульса с собой. E_T^{miss} - абсолютная величина \vec{p}_T^{miss} .

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

140 Для подавления фонов от $jet + \gamma$ вводится величина, называемая *значимость*
 141 *недостающей энергии* (MET-значимость), определяемая как $E_T^{miss} / \sqrt{\sum p_T^{jet} + E_T^\gamma}$. По-
 142 дробно реконструкция объектов и MET-значимость описаны в [4].

143 *Сигнальный регион*, в котором производятся измерения, определяется в общей
 144 сложности следующими отборами:

Таблица 1 — Отборы в сигнальном регионе

$(N_{jets} = 0) \ \ (N_{jets} > 0 \ \&\& \ \Delta\phi(jet_lead, p_T^{miss}) > 0.4)$
$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$
$p_T^{miss} > 130$ ГэВ
$p_T^{SoftTerm} < 60$ ГэВ
$E_T^\gamma > 150$ ГэВ
$N_\gamma = 1$
<code>ph_isem = 0</code>
$E_T^{cone40} < 0.022 * p_T + 2.45$ ГэВ для фотонов
<code> ph_z_point < 250</code> мм
лептонное вето
$E_T^{miss} \text{signif} > 11$

145 3 Фоновые процессы для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$

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

148 Основными источниками фона являются следующие процессы:

- 149 • $\tau\nu\gamma$ и $l\nu\gamma$ от рождения $W\gamma$, где τ распадается на адроны или электрон или мюон
150 не регистрируется (вклад в сигнальный регион порядка 15%)
- 151 • $jet + \gamma$, где большое значение E_T^{miss} возникает из-за неправильно измеренной энер-
152 гии струй (вклад в сигнальный регион порядка 30%)
- 153 • $W(ev)$, одиночный t и $t\bar{t}$, где электрон ошибочно идентифицируется как фотон
154 ($e \rightarrow \gamma$) (вклад в сигнальный регион порядка 13%)
- 155 • $Z(\nu\bar{\nu}) + jets$, где струя ошибочно идентифицируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$) (вклад
156 в сигнальный регион порядка 1%)
- 157 • $Z(ll) + \gamma$, где τ распадается на адроны или электрон или мюон не регистрируется
158 (вклад в сигнальный регион $\ll 1\%$)

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

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

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

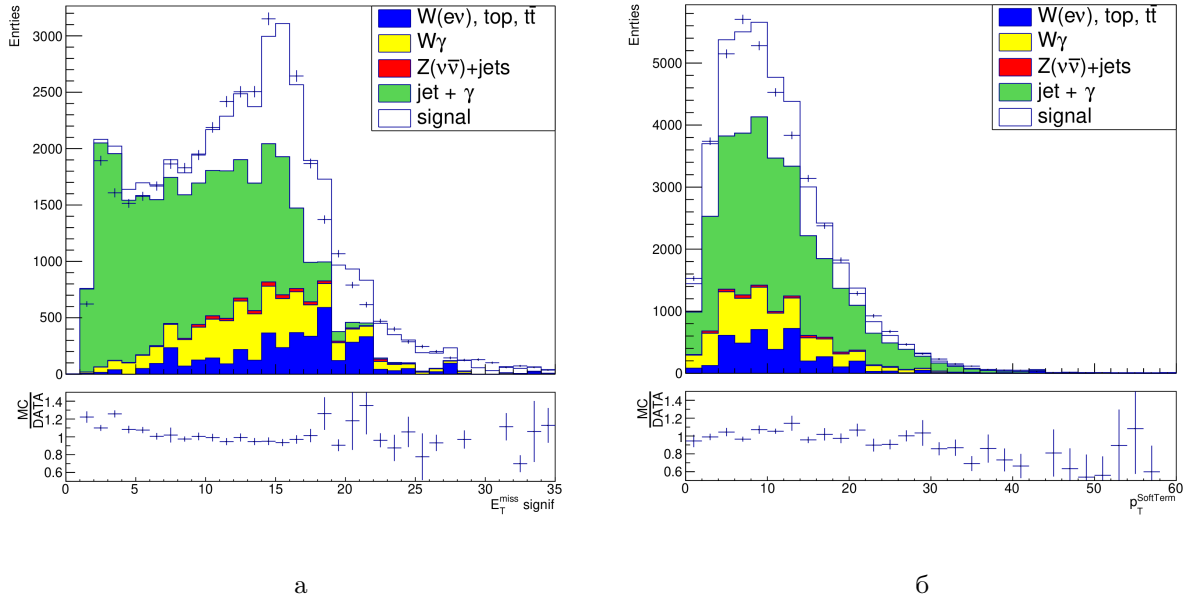


Рисунок 4 — Сравнение данных и Монте-Карло моделирования по переменным: а - MET-значимость, б - $p_T^{SoftTerm}$

165 4 Фон от $jet + \gamma$

166 Этот фон возникает из-за некорректной реконструкции адронных струй, что
167 ведет к появлению большого значения E_T^{miss} . Он существенно подавляется отборами
168 на MET-значимость и угловыми отборами. Оценивать данный фон необходимо непо-
169 средственно из полученных данных, так как Монте-Карло плохо описывает неверную
170 идентификацию в детекторе. Однако, с помощью Монте-Карло можно оценить общий
171 характер зависимости и полученный результат применить к данным.

172 4.1 Метод оценки

Фон $jet + \gamma$ оценивается при помощи двумерного метода боковых интервалов (т.н. ABCD-метода, см [5]), суть которого 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 каких-либо 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. При оценке фона $jet + \gamma$ вклады других фонов вычитаются из всех регионов. Если отборы не коррелируют, то число вхождений в область А можно оценить исходя из следующего соотношения:

$$N_A = \frac{N_C * N_B}{N_D}$$

В действительности же вводится переменная, называемая R-фактор и определяемая следующим образом:

$$\frac{N_A * N_D}{N_C * N_B} = R$$

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

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

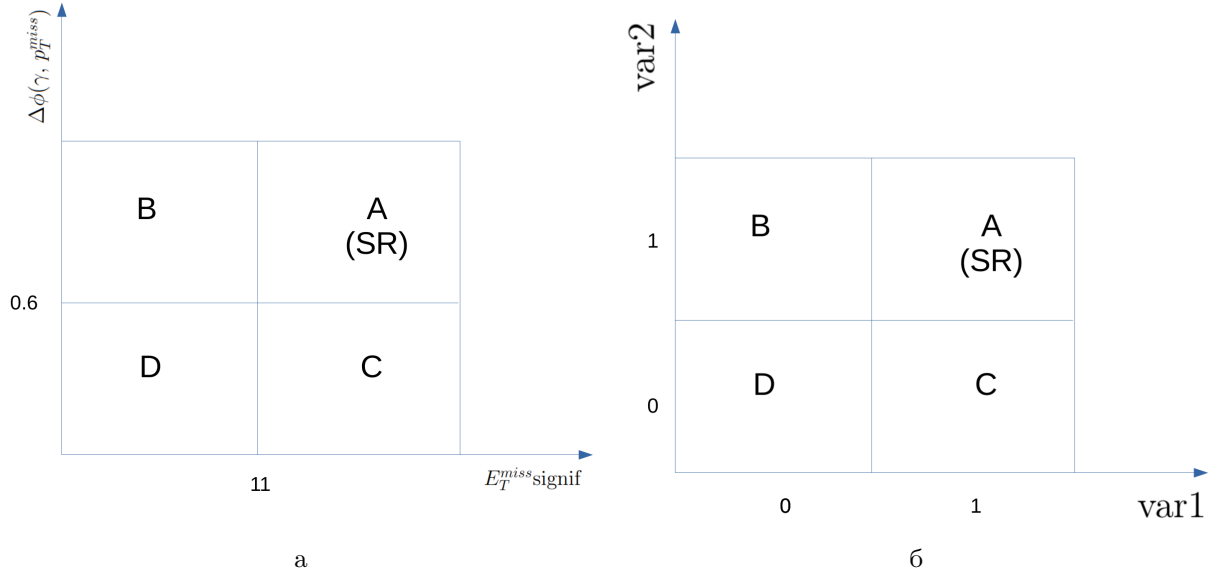


Рисунок 5 — Области в ABCD-методе, а - разбиение по двум переменным, по которым производятся отборы, б - разбиение по логическим переменным

184 4.2 Варьирование var1 и var2

185 Рассчитанные значения R при различных сочетаниях var1 и var2 представлены
 186 в Таблице 2. Случаи, где ΔR велико или не определено (nan), объясняются малой ста-
 187 тистикой в одном из регионов.

Таблица 2 — Значения R для различных сочетаний var1 и var2

Bool	Cuts	R	ΔR
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$	39	44
var1 var2	$p_T^{miss} > 130$ $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$	0	nan
var1 var2	$p_T^{miss} > 130 \ \&\& \ E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$	41	44
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $p_T^{SoftTerm} < 16$	1.310	0.098
var1 var2	$p_T^{miss} > 130$ $p_T^{SoftTerm} < 16$	1.43	0.18
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$ $p_T^{SoftTerm} < 16$	1.301	0.098
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $p_T^{SoftTerm} < 16 \ \&\& \ \Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$	1.979	0.099
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$ $p_T^{SoftTerm} < 16$	1.247	0.096
var1 var2	$E_T^{miss} \text{ signif} > 11$ $p_T^{SoftTerm} < 16 \ \&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$	3.276	0.059

Продолжено на следующей странице

Таблица 2 – Продолжено с предыдущей страницы

Bool	Cuts	R	ΔR
var1	$E_T^{miss} \text{signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$	1.246	0.096
var2	$\&\& \ \Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$ $p_T^{\text{SoftTerm}} < 16$		
var1	$E_T^{miss} \text{signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$	1.556	0.095
var2	$p_T^{\text{SoftTerm}} < 16 \ \&\& \ \Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$		
var1	$E_T^{miss} \text{signif} > 11 \ \&\& \ \text{lepton veto}$	38	44
var2	$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6$		
var1	$E_T^{miss} \text{signif} > 11$	2.62	0.43
var2	$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6 \ \&\& \ \text{lepton veto}$		
var1	$E_T^{miss} \text{signif} > 11 \ \&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$	1.56	0.42
var2	$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6 \ \&\& \ \text{lepton veto}$		
var1	$p_T^{miss} > 130 \ \&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$	0.66	0.43
var2	$\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6 \ \&\& \ \text{lepton veto}$		
var1	$p_T^{miss} > 130 \ \&\& \ E_T^{miss} \text{signif} > 11$	1.62	0.42
var2	$\&\& \ \Delta\phi(\text{jet_lead}, p_T^{miss}) > 0.4$ $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss}) > 0.6 \ \&\& \ \text{lepton veto}$		

188 4.3 Объяснение результатов

189 Из Таблицы 2 видно, что наилучшие результаты для R получаются если одна
190 из логических переменных содержит p_T^{SoftTerm} , а другая - $E_T^{miss} \text{signif}$. Объясняется это
191 низкой корреляцией по этим переменным. Наглядно это можно показать на соответ-
192 ствующих профильных гистограммах:

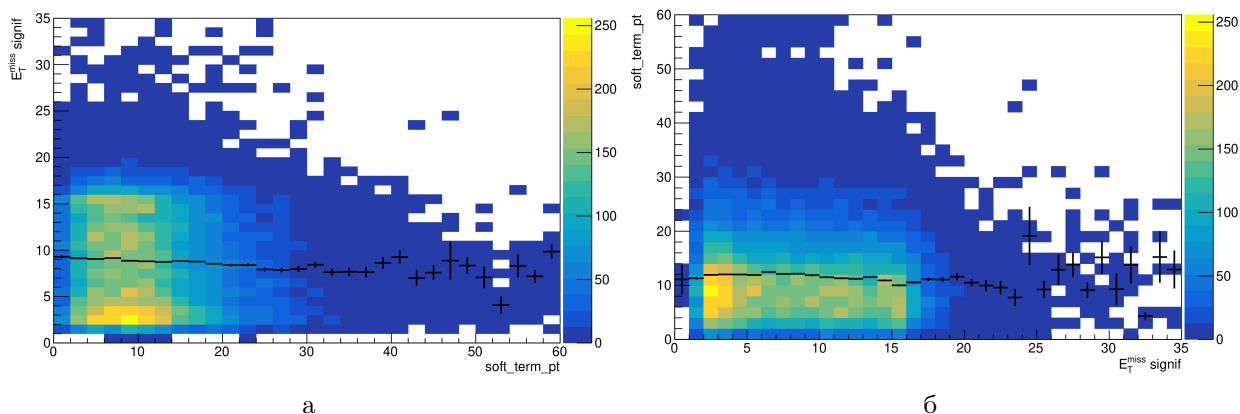


Рисунок 6 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным p_T^{SoftTerm} (в ГэВ) и $E_T^{miss} \text{signif}$

193 Разбиение же по переменным $E_T^{miss} \text{signif}$ и $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$ или по p_T^{miss} и
194 $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$ дает плохой результат в силу высокой корреляции:

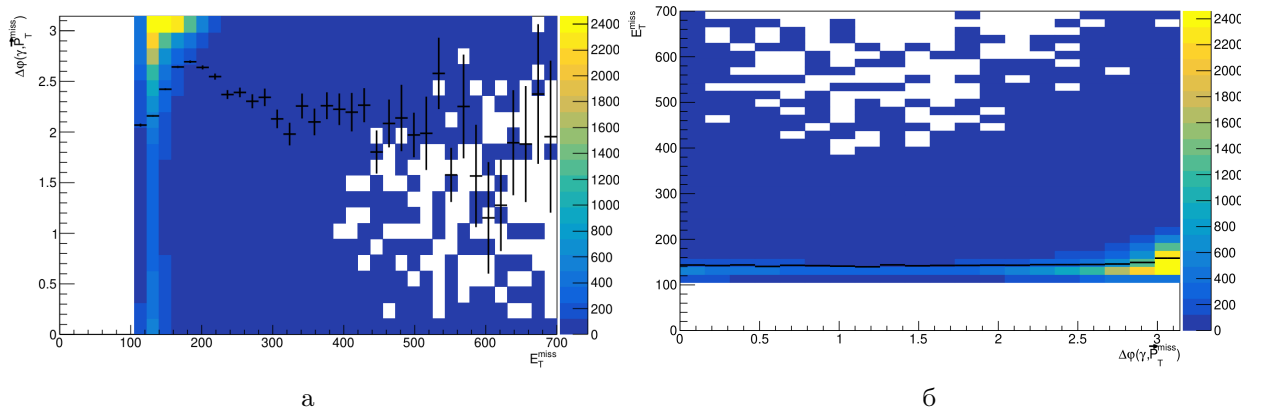


Рисунок 7 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным E_T^{miss} (в ГэВ) и $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$

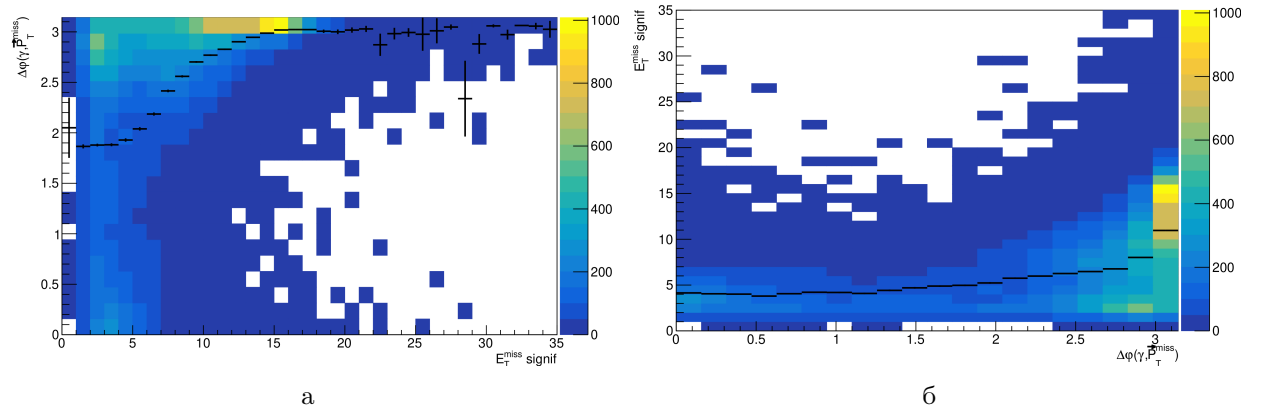


Рисунок 8 — Профильные гистограммы для установления корреляции по переменным $E_T^{miss} signif$ и $\Delta\phi(\gamma, p_T^{miss})$

195 5 Заключение и дальнейшие планы

196 Для проведения анализа был написан фреймворк на основе пакета root. Были
197 разработаны классы для проведения ABCD-анализа, отбора данных и записи в соот-
198 ветствующие деревья.

199 Несмотря на хороший результат при использовании переменных $p_T^{SoftTerm}$ и $E_T^{miss} signif$,
200 использование первой в анализе сопряжено с дополнительными трудностями, возника-
201 ющими при её Монте-Карло моделировании. В дальнейшем планируется завершить
202 оценку фона $jet + \gamma$ с использованием данных.

203 Список использованных источников

- 204 [1] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,
205 JINST 3 (2008) S08003.
- 206 [2] ATLAS Collaboration, Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector
207 using LHC Run 1 data, Eur. Phys. J. C74 (2014) 3071

- 208 [3] R. White, F. Monticelli, A. Ruiz-Martinez and M. Backes, 1601 *Electron / photon trigger*
209 *plots for LHCC*, tech. rep. ATL-COM-DAQ-2016-050, CERN, 2016
- 210 [4] Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector -
211 ATLAS-CONF-2018-038
- 212 [5] Cowley, James et al, *Measurement of $ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ production in proton-proton collisions*
213 *at $\sqrt{s}=13$ TeV with ATLAS detector*, ATL-COM-PHYS-2016-1801
- 214 [6] Koshelenko, Daria et al, *Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ Production Cross Section in pp*
215 *Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector and Limits on Anomalous Triple*
216 *Gauge Couplings*, ATL-COM-PHYS-2018-248
- 217 [7] Soldatov, Evgeny et al, *Measurement of the electroweak $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ production cross*
218 *section in pp Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector*, ATL-COM-PHYS-
219 2019-1351