

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

УДК 539.120.71

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Оценка фона Z +струи в исследовании
ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном на
полном наборе данных Run2 протон-протонных
столкновений с энергией 13 ТэВ в эксперименте
ATLAS

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. Ю. Солдатов

Научный руководитель

_____ Д. Н. Пятиизбянцева

Студент

_____ К. К. Казакова

Москва 2021

Содержание

Введение	3
Цель работы	4
1 Устройство детектора ATLAS	5
1.1 Эксперимент ATLAS	5
1.1.1 Система координат детектора ATLAS	5
1.1.2 Внутренний детектор	6
1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS	6
1.1.4 Мюонный спектрометр	7
1.1.5 Триггерная система	7
2 Используемые наборы и отбор событий	8
2.1 Отбор фотонов	8
2.2 Отбор событий	9
3 Фон, обусловленный конфигурацией пучка	10
4 Оценка фона с помощью двумерного метода боковых интервалов	14
4.1 Описание метода	15
4.2 Оптимизация регионов в ABCD-методе	18
4.3 Оценка числа фоновых событий в сигнальном регионе	23
4.4 Оценка статистической и систематической погрешностей	25
5 Оценка фона с помощью метода максимального правдоподобия	28
5.1 Фитирование данными	29
Заключение	33
Список используемых источников	35

Введение

Стандартная модель (СМ) - наиболее тщательно проработанная теория в физике элементарных частиц. То, почему частицы обладают массой, в СМ объясняется через механизм Хиггса[1]. Однако СМ не описывает гравитацию, Тёмную Энергию, Тёмную Материю и многие другие явления. Можно предположить, что СМ лишь часть более универсальной теории. Этот факт даёт мотивацию проводить исследования, которые позволят найти отклонения от СМ и привести к открытию «новой физики». В данной работе исследуются высокочувствительные к отклонениям от СМ и на данный момент экспериментально не обнаруженные процессы электрослабого и квантовохромодинамического (КХД) рождения Z -бозона и фотона совместно с двумя адронными струями с последующим распадом Z -бозона на нейтрино и антинейтрино. Выбор нейтрального канала распада мотивирован его достаточно большой вероятностью (20%)[2] и возможностью отделения сигнала от фона в отличие от распада по адронному каналу ($\sim 70\%$). Лептонный канал распада не рассматривается из-за его малой вероятности ($\sim 6.7\%$). Примеры диаграмм Фейнмана электрослабых процессов рассеяния векторных бозонов представлены с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ представлены на рисунке 1. Примеры диаграмм Фейнмана для КХД процессов с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ представлены на рисунке 2.

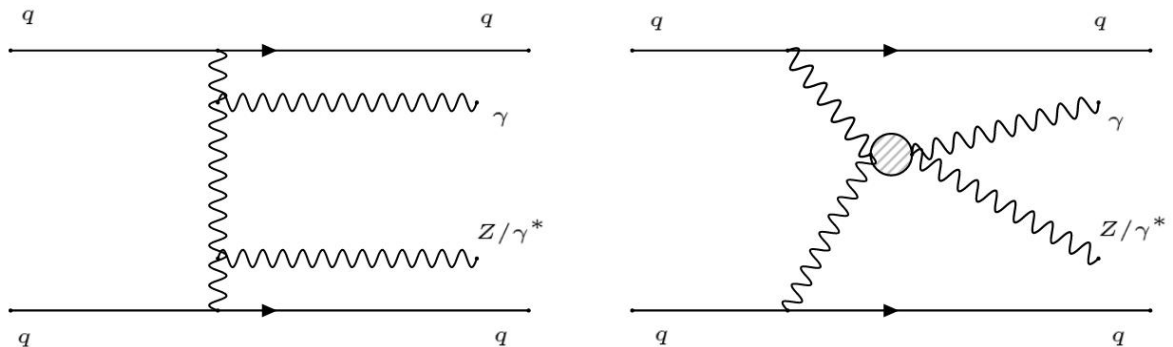


Рисунок 1 — Диаграммы Фейнмана электрослабых процессов рассеяния векторных бозонов с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$

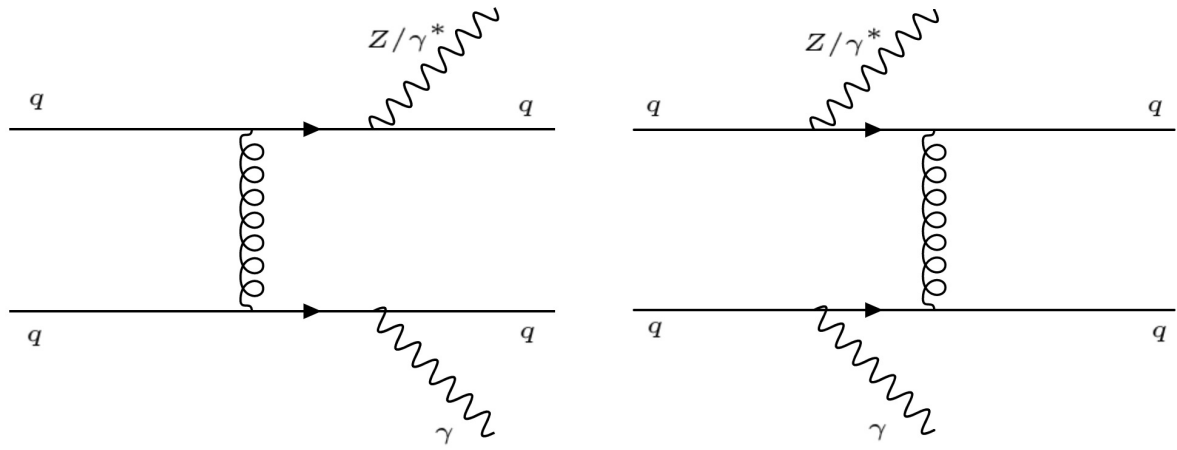


Рисунок 2 — Диаграммы Фейнмана КХД процессов с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$

Цель работы

Цель данного анализа заключается в оценке фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона в электрослабом и КХД процессах с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$. В соответствии с поставленной целью, задачами анализа являлись:

- оценка и последующая оптимизация корреляционного фактора с помощью двумерного метода боковых интервалов (ABCD - метод);
- получение значения числа фоновых событий в сигнальном регионе;
- оценка статистической и систематической погрешностей для числа фоновых событий.

Однако оценить фон возможно не только с помощью двумерного метода боковых интервалов, но и с помощью метода максимального правдоподобия (ММП). Поэтому цель работы также заключалась в оценке фона с помощью данного метода и последующим сравнением результата со значением, полученным ABCD-методом.

Также целью анализа является наиболее оптимальное подавление фоновых событий, обусловленных конфигурацией пучка.

1 Устройство детектора ATLAS

1.1 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS[3],[4] - это многоцелевой детектор (рис.3), предназначенный для исследования протон-протонных столкновений и столкновений тяжелых ионов, полученных с БАКа. Программа ATLAS предназначена для поиска бозона Хиггса и «новой физики», а так же для проверки КХД. Детектор радиально симметричен и состоит из разных подчастей, наложенных друг на друга концентрическими слоями. Детектор состоит из внутренней трековой системы, которая окружена сверхпроводящим соленоидом, адронного и электромагнитного калориметров, а также мюонного спектрометра.

1.1.1 Система координат детектора ATLAS

В детекторе используется несколько основных систем отчёты, одна из них - прямоугольная система координат. Начало отчёта выбирается в точке взаимодействия, оси расположены так, что ось x направлена к центру БАКа, ось z направлена вдоль движения пучка, а ось y направлена вверх. В цилиндрической системе координат вводятся полярный угол θ - отсчитывается от положительного направления оси z , и азимутальный угол ϕ - определяется в плоскости Oxy вокруг оси пучка. Псевдобыстрота задается формулой (1.1).

$$\eta = -\ln \left(\operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (1.1)$$

Угловое расстояние между частицами определяется формулой (1.2).

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} \quad (1.2)$$

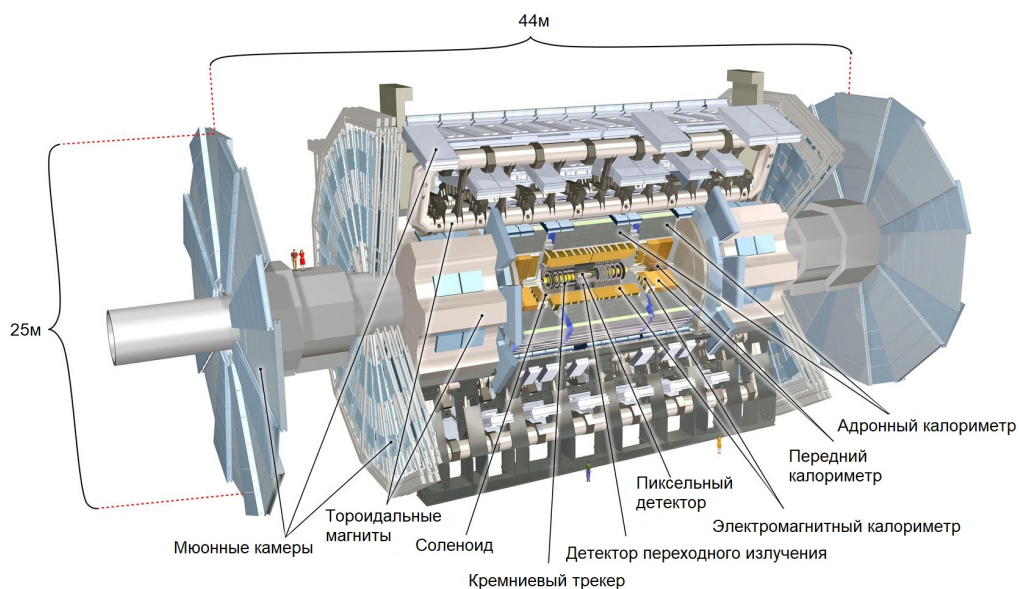


Рисунок 3 — Схема детектора ATLAS и его подсистем

1.1.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор - это первая часть детектора ATLAS, регистрирующая продукты распада. Он относительно компактный и очень устойчив к радиационным воздействиям. Детектор состоит из трех частей: пиксельного детектора, детектора переходного излучения и кремниевого трекера, изображённые на рисунке (3), которые охватывают диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Внутренний детектор выполняет функции трекинга заряженных частиц. Благодаря магнитному полю от соленоида детектор фиксирует треки частиц, а также восстанавливает их импульсы.

1.1.3 Система калориметров детектора ATLAS

Система калориметров охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$ и состоит из двух компонентов: электромагнитного и адронного калориметров. Основная задача калориметров - это измерение энергии и положения пришедших в него частиц. Также система калориметров позволяет вычислить потерянную энергию E_T^{miss} . Калориметры сконструированы так, чтобы обеспечивать надежную защиту мюонной системы от проникновения электромагнитных и адронных ливней. Электромагнитный калориметр, окружа-

ющий внутренний детектор, оптимизирован для измерения энергии фотонов и электронов. Адронный калориметр окружает электромагнитный калориметр и позволяет измерить энергию адронов.

1.1.4 Мюонный спектрометр

Мюоны проходят через описанную в разделе 1.1.3 систему калориметров почти без потерь, поэтому главной задачей мюонного спектрометра является измерение импульсов и идентификация мюонов высоких энергий. Он разработан для обнаружения заряженных частиц и измерения их импульса в пределах значений псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Мюонный спектрометр состоит из камеры прецессионного слежения и триггерных камер. Камеры слежения измеряют и восстанавливают импульс мюона по виду кривизны трека, изгибаемой магнитным полем тороидных магнитов.

1.1.5 Триггерная система

Триггерная система ATLAS имеет несколько различных подсистем: триггер первого уровня и триггер высокого уровня. Главная задача триггерной системы ATLAS заключается в фильтрации интересных событий от всех остальных фоновых событий. Также триггерная система должна уменьшать частоту событий, примерно 40 кГц, до частоты, которые могут использоваться для обработки данных и для хранения, которая примерно равна 200 Гц.

2 Используемые наборы и отбор событий

В данной работе использовались наборы Монте-Карло (МК) данных, прошедшие полное моделирование и реконструкцию для геометрии детектора ATLAS. Также в анализе использовались реальные наборы данных с БАКа, полученные в результате протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 13 ТэВ и интегральной светимостью 139 fb^{-1} , набранные с 2015 по 2018 гг.

МК генератор Sherpa[5] использовался для моделирования процессов с электрослабыми бозонами и/или фотонами. Электрослабые процессы $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ и $W\gamma jj$ были смоделированы с помощью генератора MadGraph[6]. Многоструйные события моделировались с помощью Sherpa. События с топ-кварками смоделированы генератором Powheg[7]. Также использовались различные модели партонных ливней: Pythia8[8] и Herwig7[9].

Количества событий в каждом МК наборе отнормированы на данные.

2.1 Отбор фотонов

После реконструкции событий в МК и в данных производится классификация всех фотонов, после которой фотон будет удовлетворять критериям «жесткий»(tight) или «мягкий»(non-tight). Также из-за особенностей калориметра накладываются ограничения на псевдобыстроту фотона: $|\eta| < 2.37$, кроме $1.37 < |\eta| < 1.52$. Из-за особенностей триггерной системы накладывается ограничение на поперечный импульс фотона $p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$. В анализе использовались три различные фотонные изоляции, информация о которых приведена в таблице 1. В зависимости от изоляции накладывается отбор на трековую изоляцию $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma < 0.05$. Используемые в таблице переменные соответствуют следующим определениям: E_T^{cone40} и E_T^{cone20} - энерговыделение в калориметре внутри конуса раствором $\Delta R = 0.4$ и $\Delta R = 0.2$ соответственно, p_T^{cone20} есть сумма поперечных импульсов в конусе с раствором $\Delta R = 0.2$.

Изоляция	Калориметрическая изоляция	Трековая изоляция
FixedCutTightCaloOnly	$E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45$ ГэВ	-
FixedCutTight	$E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45$ ГэВ	$p_T^{\text{cone20}} / p_T^\gamma < 0.05$
FixedCutLoose	$E_T^{\text{cone20}} - 0.065 \cdot p_T^\gamma < 0$ ГэВ	$p_T^{\text{cone20}} / p_T^\gamma < 0.05$

Таблица 1 — Типы фотонных изоляций

2.2 Отбор событий

В работе использовались оптимизированные отборы на события. Условия на число фотонов и струй соответствует электрослабому и КХД процессам с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$. Лептонное вето отсеивает процессы с лептонами в конечном состоянии. Угловые ограничения оптимизированы таким образом, чтобы максимально подавлять прочие фоны. В таблице 2 приведены отборы, которые применялись в анализе:

Переменная	Ограничение
E_T^{miss}	> 130 ГэВ
E_T^γ	> 150 ГэВ
Число фотонов	$N_\gamma = 1$
Число лептонов	$N_e = 0, N_\mu = 0$
Значимость E_T^{miss}	> 11
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma) $	> 0.7
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1) $	> 0.4
$ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_2) $	> 0.3

Таблица 2 — Критерии отбора событий для электрослабого и КХД процессов с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$

где E_T^{miss} - потерянная поперечная энергия, величина которой есть модуль вектора потерянного поперечного импульса $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|$. Значимость E_T^{miss} - это величина, отделяющая события с правдивой величиной от событий с ложной величиной потерянной поперечной энергии. Переменные $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma)|$, $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1)|$ и $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_2)|$ есть разность азимутальных углов между E_T^{miss} и фотоном, первой и второй адронными струями соответственно.

3 Фон, обусловленный конфигурацией пучка

При оценке фоновых событий необходимо подавить первичные фотоны, которые обусловлены конфигурацией пучка. Первичная вершина — это вершина взаимодействия протонных партонных, которая является источником процесса с высоким переданным импульсом. Эта вершина и является источником рассматриваемого фона. Введем координатную переменную $\Delta z = z_\gamma - z_{vtx}$, где z_γ и z_{vtx} — координаты исследуемого фотона и первичной вершины соответственно. Далее необходимо оценить количество событий в данных, исходящих от данного фона в изолированной области с жестким критерием на фотоны (isolated, tight), в изолированной области с мягким критерием (isolated, loose), в неизолированной области с жестким критерием (non-isolated, tight), в неизолированной области с мягким критерием (non-isolated, loose). На рисунке 4 показаны распределения по переменной Δz в каждой

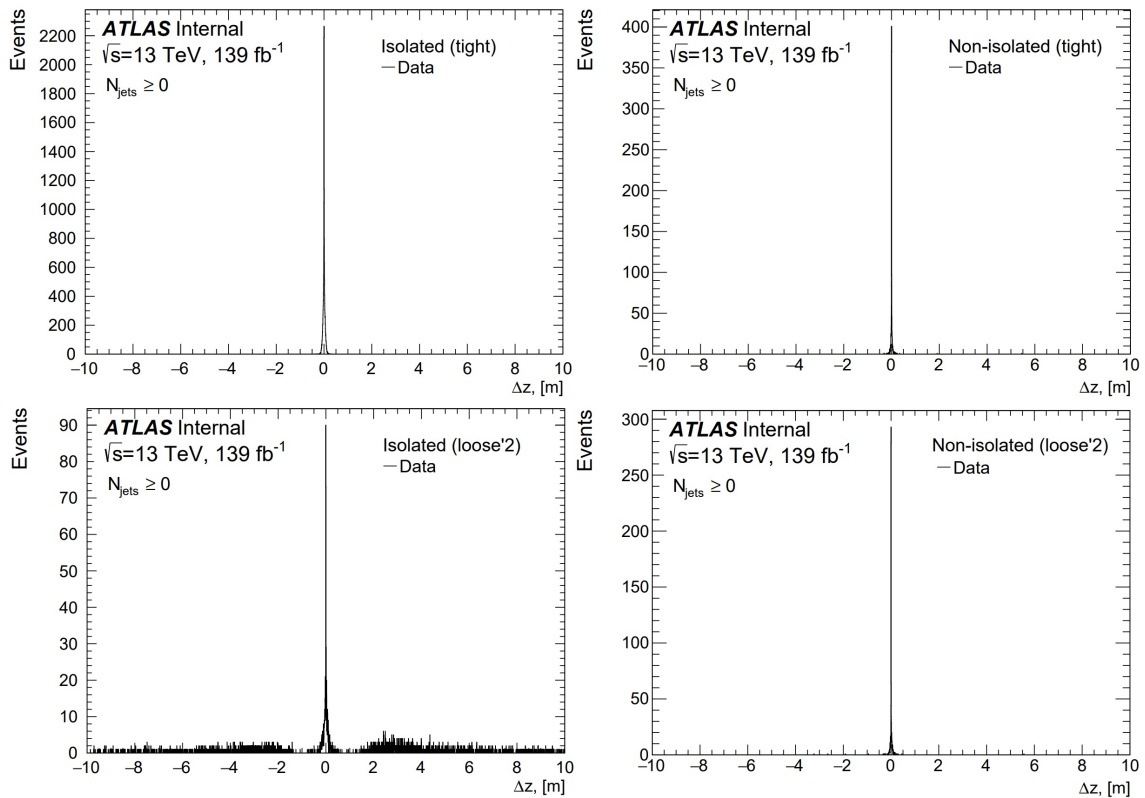


Рисунок 4 — Распределения по координатной переменной Δz для каждого региона

области в данных. Для увеличения статистики отбор на количество струй $N_{jets} \geq 2$ не применялся.

Чтобы исключить определение неконверсионных фотонов как сигнальных фотонов, необходимо применить отбор на Δz . Для оценки количества неконверсионных и конверсионных фотонов построены распределения, показанные на рисунке 5 в изолированной области с мягким критерием, которая

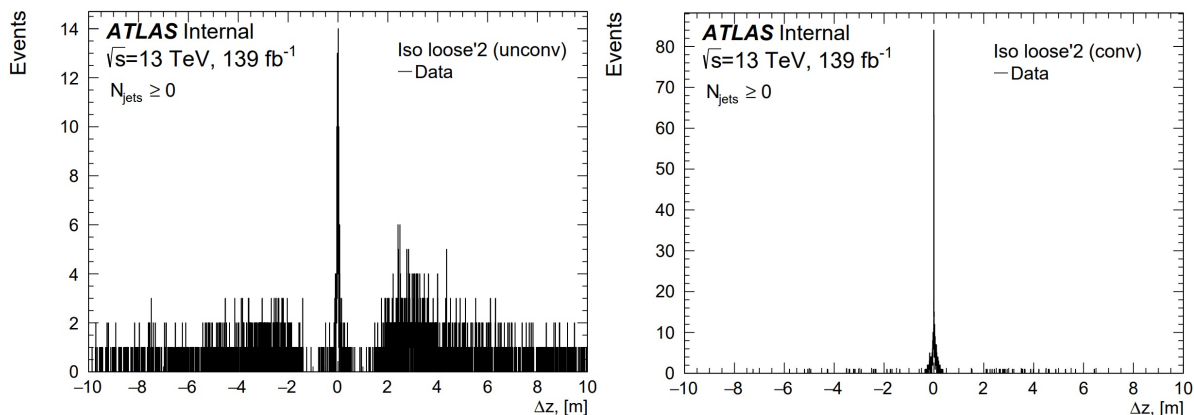


Рисунок 5 — Распределения по координатной переменной Δz в изолированной области с мягким критерием для неконверсионных фотонов (слева) и конверсионных фотонов (справа)

наиболее обогащена неконверсионными фотонами. С помощью распределения на рисунке 6 можно показать, что фотоны в данной области сконцен-

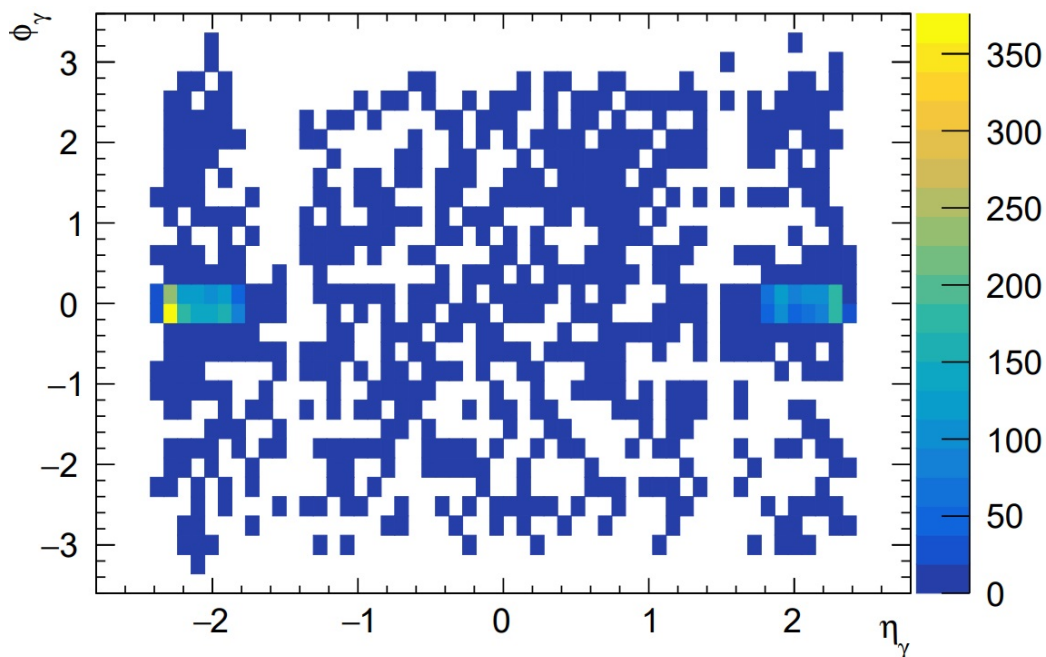


Рисунок 6 — Распределение по псевдобыстроте фотона η и азимутальному углу ϕ в изолированной области с мягким критерием

трированы преимущественно вблизи $|\phi| = 0$ и $|\eta| = 2$. После отбора по переменным $|\phi| < 0.2$ и $|\eta| > 1.7$ построено распределение для неконверсионных фотонов, которое представлено на рисунке 7. На его основе можно сделать

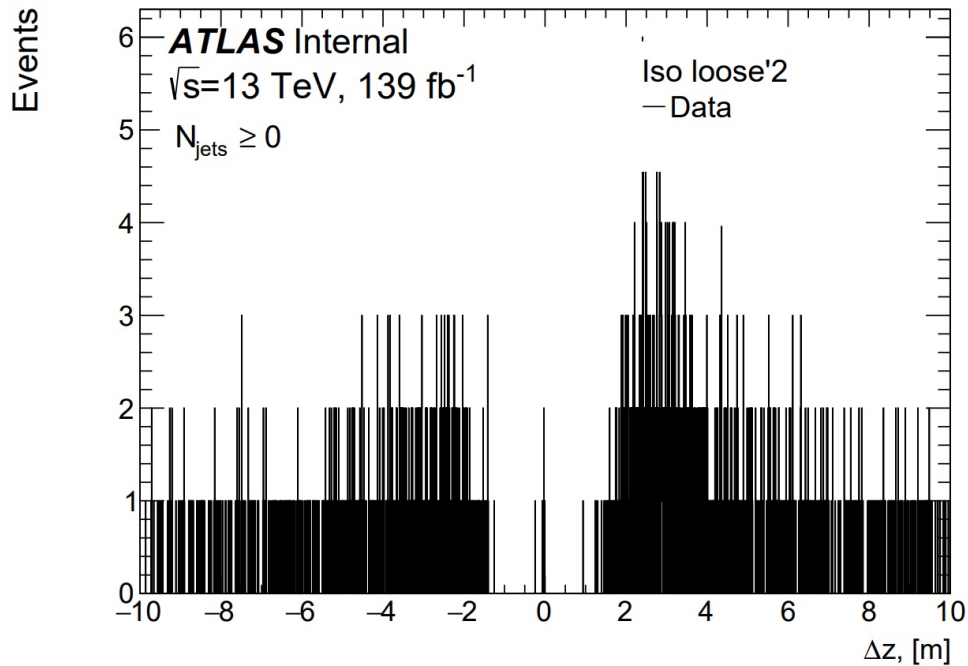


Рисунок 7 — Распределения по координатной переменной Δz в изолированной области с мягким критерием для неконверсионных фотонов с отборами $|\phi| < 0.2$ и $|\eta| > 1.7$

вывод, что подавляющее большинство событий, удовлетворяющие таким критериям, лежит в области $|\Delta z| > 1000$ мм.

Для определения наиболее эффективного отбора на Δz , были построены распределения, представленные на рисунке 8, для эффективности и об-

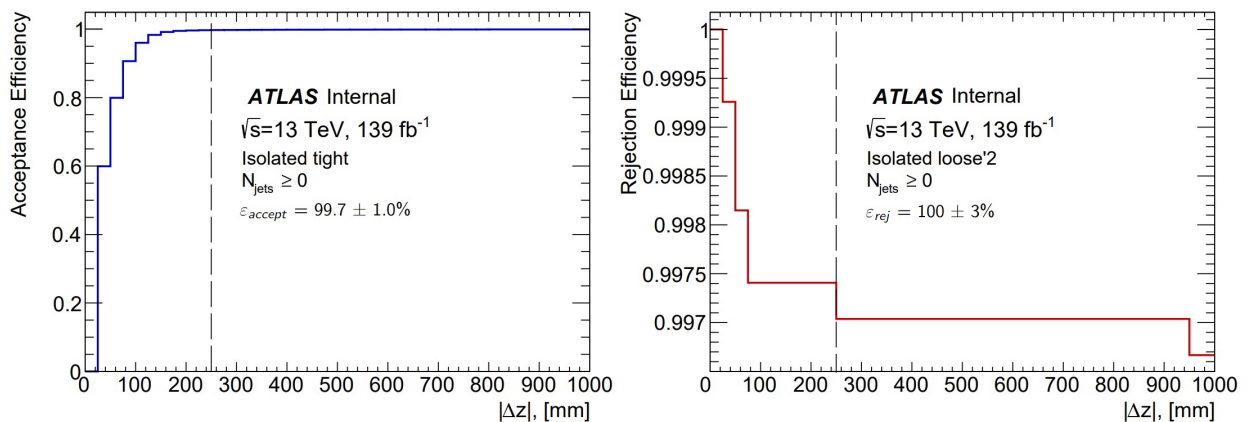


Рисунок 8 — Распределение эффективности для изолированной области с жестким критерием (слева) и распределение обратной эффективности для изолированной области с мягким критерием (справа)

ратной эффективности для изолированной области с жестким критерием и изолированной области с мягким критерием соответственно, в которой наложены отборы на $|\phi|$ и $|\eta|$.

Наиболее эффективному отбору соответствует $|\Delta z| < 250$ мм. Значение для эффективности составило $\epsilon_{accept} = 99.7 \pm 1.0\%$, значение для обратной эффективности составило $\epsilon_{rej} = 100 \pm 3\%$, что говорит об оптимальном ограничении на координатную переменную $|\Delta z|$. Полученный отбор будет применяться далее в оценке фона $jet \rightarrow \gamma$.

4 Оценка фона с помощью двумерного метода боковых интервалов

Исследуемый электрослабый и КХД процессы $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ обладают конечным состоянием, который может быть воспроизведен в ряде других процессов, которые будут являться фоновыми. Такими процессами являются:

- конечные состояния $\tau\nu\gamma$ и $l\nu\gamma$ от КХД и электрослабого рождения $W\tau$, где τ распадается на адроны, или где электрон или мюон от распада τ или W не регистрируется детектором;
- события $\gamma + \text{jet}$, в которых большой E_T^{miss} возникает из комбинации реального E_T^{miss} от нейтрино в распадах тяжелых кварков и от неверно измеренной энергии струй;
- события $W(e\nu)$, моно- t и $t\bar{t}$, где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон ($e \rightarrow \gamma$);
- события от рождения $t\bar{t}\gamma$, когда один или оба из W бозона от распада t -кварка распадается на лептоны. Далее либо τ распадается на адроны, либо не восстанавливается;
- $Z(\nu\bar{\nu}) + \text{jets}$ и многоструйные события, где одна из струй неверно идентифицируется как фотон ($\text{jet} \rightarrow \gamma$);
- события $Z(ll) + \gamma$ (преимущественно τ лептоны), где τ распадается на адроны или когда электрон или мюон от распада τ или Z не регистрируется.

В данном анализе производится оценка фона, обусловленного неверной идентификацией адронной струи как фотона ($\text{jet} \rightarrow \gamma$), а также оптимизация методов этой оценки. Фон, полученный на основе того, что объекты были неправильно идентифицированы, обычно плохо моделируется с помощью МК, поэтому для наиболее точной оценки более надежным является метод, основанный на данных.

4.1 Описание метода

Наибольшая доля событий, где струя неверно идентифицируется как фотон ($jet \rightarrow \gamma$) происходит в процессах $Z(\nu\bar{\nu}) + jets$ и в многоструйных процессах. Так как эти фоны не могут быть оценены из МК, в анализе используется двумерный метод боковых интервалов (далее ABCD-метод). В качестве переменных используются идентификационные и изоляционные критерии для фотонов, в основе которых лежат переменные формы электромагнитного ливня в калориметрах. Данный метод содержит четыре основных региона, которые схематично представлены на рисунке 9. Для фотонной изоляции FixedCutTight сигнальный и контрольные регионы (КО) удовлетворяют следующим требованиям:

- «жесткая» (tight) и изолированная (isolated) область (регион А - сигнальный регион): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($E_T^{cone40} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45$ ГэВ) и удовлетворяет «жесткому» критерию;
- «жесткая» (tight), но неизолированная (non - isolated) область (КО В): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($2.45 + iso\ gap \text{ ГэВ} < (E_T^{cone40} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < U_{cut} \text{ ГэВ})$) и удовлетворяет «жесткому» критерию;
- «мягкая» (non-tight) и изолированная (isolated) область (КО С): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($E_T^{cone40} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < 2.45$ ГэВ) и удовлетворяет «мягкому» критерию;
- «мягкая» (non-tight), но неизолированная (non - isolated) область (КО D): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($2.45 + iso\ gap \text{ ГэВ} < (E_T^{cone40} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < U_{cut} \text{ ГэВ})$) и удовлетворяет «мягкому» критерию.

Изоляционный зазор (isolation gap) между изолированными и неизолированными областями выбран равным 2 ГэВ с целью уменьшить утечки сигнальных событий из области А в контрольные регионы. Ограничение сверху по переменной изоляции (U_{cut}) не имеет определённого значения и определяется для каждого анализа в отдельности. Для изоляций FixedCutTightCaloOnly

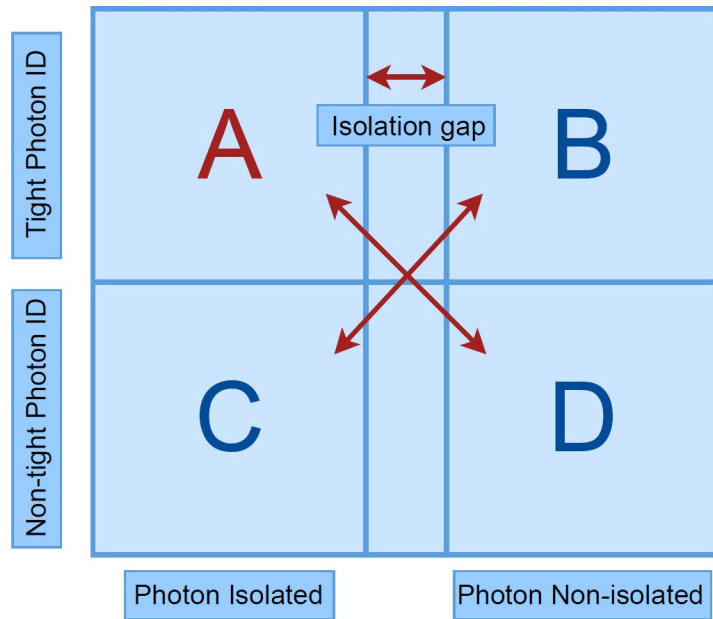


Рисунок 9 — Схематичная иллюстрация двумерного метода боковых интервалов с разделением на A, B, C и D контрольные области

и FixedCutLoose определение сигнальной и контрольных областей происходит аналогичным образом.

Фотон, которому присваивается значение «мягкий», удовлетворяет не всем критериям формы электромагнитного ливня. Поэтому задаются несколько типов «мягкого» фотона (*loose'*), называемые рабочими точками, в которых, по крайней мере, один из следующих критериев должен нарушаться:

- *loose'2* : w_{s3}, F_{side}
- *loose'3* : $w_{s3}, F_{side}, \Delta E$
- *loose'4* : $w_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio}$
- *loose'5* : $w_{s3}, F_{side}, \Delta E, E_{ratio}, w_{tot}$

где w_{s3} - ширина электромагнитного ливня с использованием трёх стриповых (первых слоёв ЭМ калориметра) слоёв вокруг стрипового слоя с максимальной энергией; F_{side} - энергия вне трёх стриповых слоёв, но внутри семи слоёв; ΔE - разница энергий стриповых слоёв, где в одном слое выделилась вторая по величине энергия, и слоя, где выделилась наименьшая энергия; E_{ratio} - отношение разности энергий, ассоциированных с наиболее высоким и вторым по величине выделением энергии к сумме этих энергий;

w_{tot} - полная поперечная ширина ливня. Основное предположение ABCD-метода в том, что заданные КО не коррелируют между собой, то есть должно выполняться равенство (4.1):

$$\frac{N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma}}{N_B} = \frac{N_C}{N_D} \quad (4.1)$$

Также предположение метода заключается в том, что корреляция между «мягким» критерием и изоляцией отсутствует, поэтому должна выбираться наименее скоррелированная рабочая точка loose'. Для этого вводится корреляционный фактор R , который для МК данных задается как $R = \frac{N_A^{\text{MC}} N_D^{\text{MC}}}{N_B^{\text{MC}} N_C^{\text{MC}}}$, и в случае отсутствия корреляции $R = 1$.

Для вычисления корреляционного фактора R между изоляцией и различными рабочими точками для данных добавляется два неизолированных контрольных региона (E и F), которые являются частью контрольных регионов B и D. Этот метод на основе данных схематично изображён на рисунке 10. Контрольные регионы E и F задаются следующим образом:

- «жесткая» (tight) и ещё более неизолированная область (КО E): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($M_{\text{cut}} \text{ ГэВ} < E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < U_{\text{cut}} \text{ ГэВ}$) и удовлетворяет «жесткому» критерию;
- «мягкая» (non-tight) и ещё более неизолированная область (КО F): события в этом регионе содержат лидирующий фотон, который отвечает критерию изолированности ($M_{\text{cut}} \text{ ГэВ} < E_T^{\text{cone40}} - 0.022 \cdot p_T^\gamma < U_{\text{cut}} \text{ ГэВ}$) и удовлетворяет «мягкому» критерию.

Точка разделения областей (M_{cut}) B и D выбирается исходя из исследуемого процесса таким образом, чтобы R_{data} стремилась к 1. Для ABCD-метода, основанного на данных, фактор R_{data} задается следующим уравнением (4.2):

$$R_{\text{data}} = \frac{N_{\text{B-E}}^{\text{data}} N_{\text{F}}^{\text{data}}}{N_{\text{D-F}}^{\text{data}} N_{\text{E}}^{\text{data}}} \quad (4.2)$$

где количество событий в каждом регионе есть данные за вычетом сигнальных событий и фонов, не относящихся к оцениваемому фону.

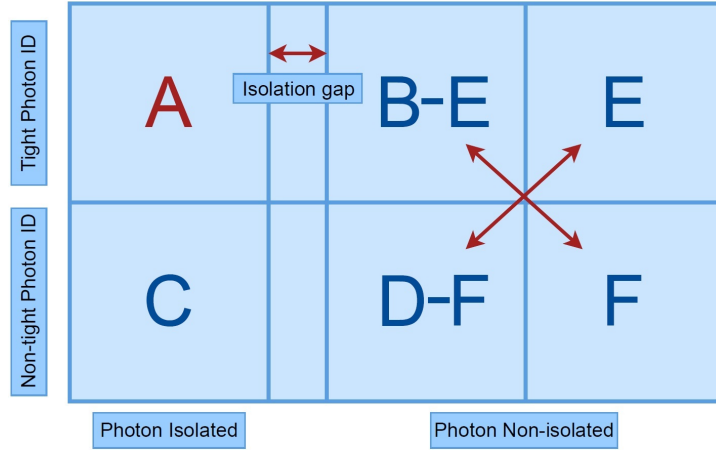


Рисунок 10 — Схематичная иллюстрация двумерного метода боковых интервалов выделением в регионах В и D двух дополнительных регионов Е и F соответственно

4.2 Оптимизация регионов в ABCD-методе

Регионы ABCD-метода, описанные в параграфе 4.1, необходимо определять для каждого анализа в отдельности. Поэтому в данном разделе описан способ оптимизации метода, который приведет к наиболее нескоррелированному значению R фактора. Значения корреляционных факторов R для различных рабочих точек loose' с произвольными границами регионов (а именно ограничение сверху составляет $U_{\text{cut}} = 29.45$ ГэВ и точка разделения областей В и D $U_{\text{cut}} = 11.45$ ГэВ) и для трех различных изоляции без отборов по значимости E_T^{miss} и азимутальным углам представлены в таблице 3. Эти

FixedCutTight	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
MC	1.12 ± 0.12	1.25 ± 0.13	1.32 ± 0.12	1.53 ± 0.14
Data-driven	1.01 ± 0.08	1.01 ± 0.08	0.94 ± 0.07	0.95 ± 0.07
FixedCutTightCaloOnly	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
MC	1.05 ± 0.08	1.16 ± 0.08	1.24 ± 0.08	1.41 ± 0.09
Data-driven	1.18 ± 0.02	1.20 ± 0.02	1.16 ± 0.02	1.18 ± 0.02
FixedCutLoose	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
MC	1.28 ± 0.19	1.36 ± 0.18	1.34 ± 0.17	1.6 ± 0.2
Data-driven	1.23 ± 0.10	1.23 ± 0.09	1.17 ± 0.08	1.20 ± 0.07

Таблица 3 — Оценка корреляционных факторов на основе МК и основанном на данных методом без отборов по значимости E_{miss} и по азимутальным углам с $U_{\text{cut}} = 29.45$ ГэВ и $M_{\text{cut}} = 11.45$ ГэВ

отборы не применяются для увеличения статистики. В анализе не использо-

валились многоструйные МК наборы, так как они имеют крайне ограниченную статистику, что привело бы к проблемам с нормировкой. Также для оценки R фактора не накладываются отборы на струи для увеличения статистики. Так как процесс Zj плохо моделируется МК, то необходимо, чтобы значения R фактора, полученные на основе данных, были так же близки к 1. Значения, представленные в таблице 3, получены как с помощью МК данных, так и методом, основанным на данных.

Значения корреляционных факторов с учётом отборов по значимости E_T^{miss} и азимутальным углам с аналогичными границами регионов для кО представлены в таблице 4.

FixedCutTight	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
MC	1.09 ± 0.16	1.17 ± 0.16	1.24 ± 0.15	1.41 ± 0.17
Data-driven	2.0 ± 0.5	1.8 ± 0.5	1.7 ± 0.4	1.8 ± 0.4
FixedCutTightCaloOnly	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
MC	1.08 ± 0.11	1.16 ± 0.11	1.24 ± 0.11	1.40 ± 0.12
Data-driven	1.30 ± 0.12	1.33 ± 0.11	1.27 ± 0.10	1.29 ± 0.10
FixedCutLoose	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
MC	1.6 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.6 ± 0.3	2.0 ± 0.4
Data-driven	2.6 ± 1.0	2.1 ± 0.8	2.2 ± 0.8	2.05 ± 0.7

Таблица 4 — Оценка корреляционных факторов на основе МК и данных с отборами по значимости E_{miss} и по азимутальным углам с $U_{\text{cut}} = 29.45$ ГэВ и $M_{\text{cut}} = 11.45$ ГэВ

На основе таблиц 3 и 4 можно сделать вывод, что значения без отборов наименее скоррелированы. Однако, с помощью гистограмм можно показать, что переменные значимости E_{miss} , $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, \gamma)|$, $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_1)|$ и $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, j_2)|$ коррелируют с переменной изоляции. Двумерные гистограммы, построенные на основе данных для изоляции FixedCutTight, показаны на рисунке 11. Поэтому далее будут применяться все отборы из таблицы 2 (параграф 2.2). Стоит отметить, что изоляция FixedCutLoose дает наиболее скоррелированные значения. Распределение R фактора на основе МК для трех различных изоляций и loose'2 в зависимости от ограничения по переменной изоляции сверху представлено на рисунке 12. На его основе можно сделать вывод, что изоляция FixedCutLoose не подходит для анализа электрослабого и КХД процессов с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$, поэтому в последствии эта изоляция применяться больше не будет.

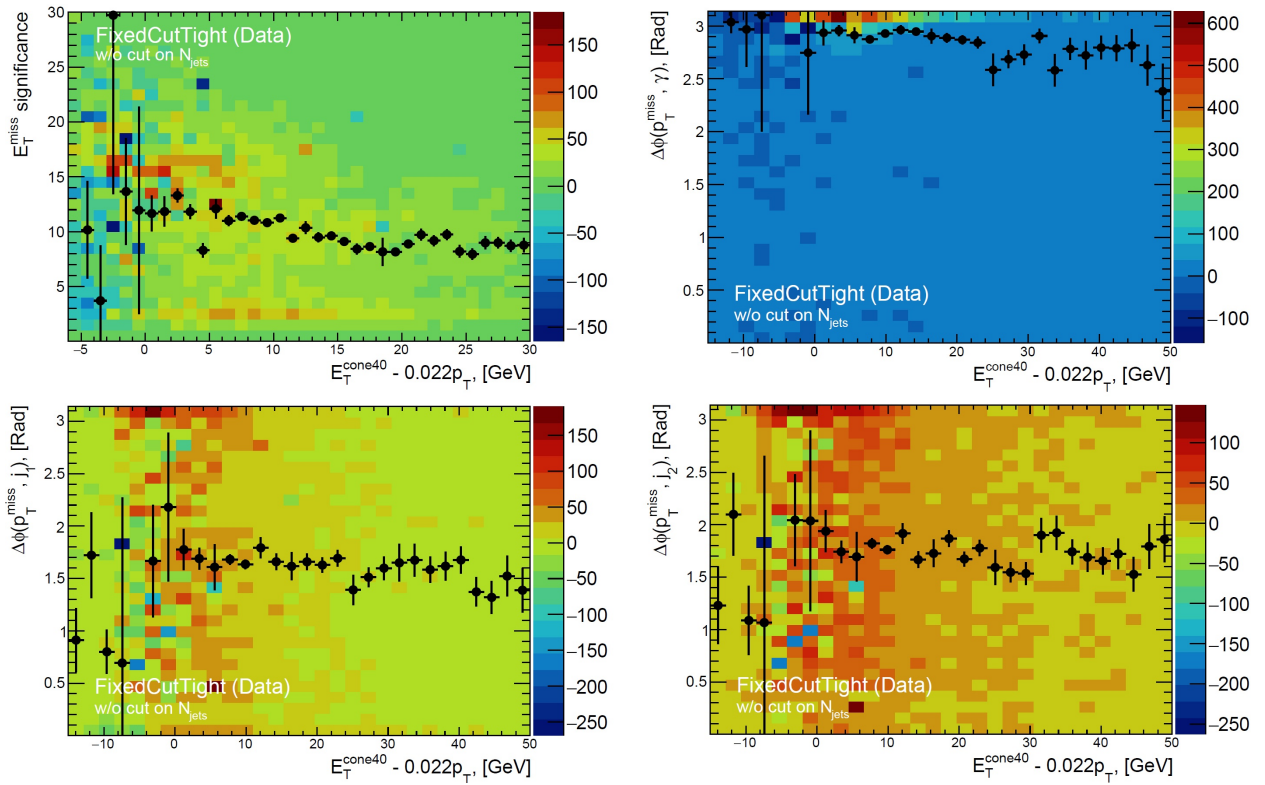


Рисунок 11 — Двумерные распределения с профайлом для переменных значимости E_{miss} , $|\Delta\phi(E_T^{miss}, \gamma)|$, $|\Delta\phi(E_T^{miss}, j_1)|$ и $|\Delta\phi(E_T^{miss}, j_2)|$ от переменной изоляции $E_T^{cone40} - 0.022 \cdot p_T^\gamma$

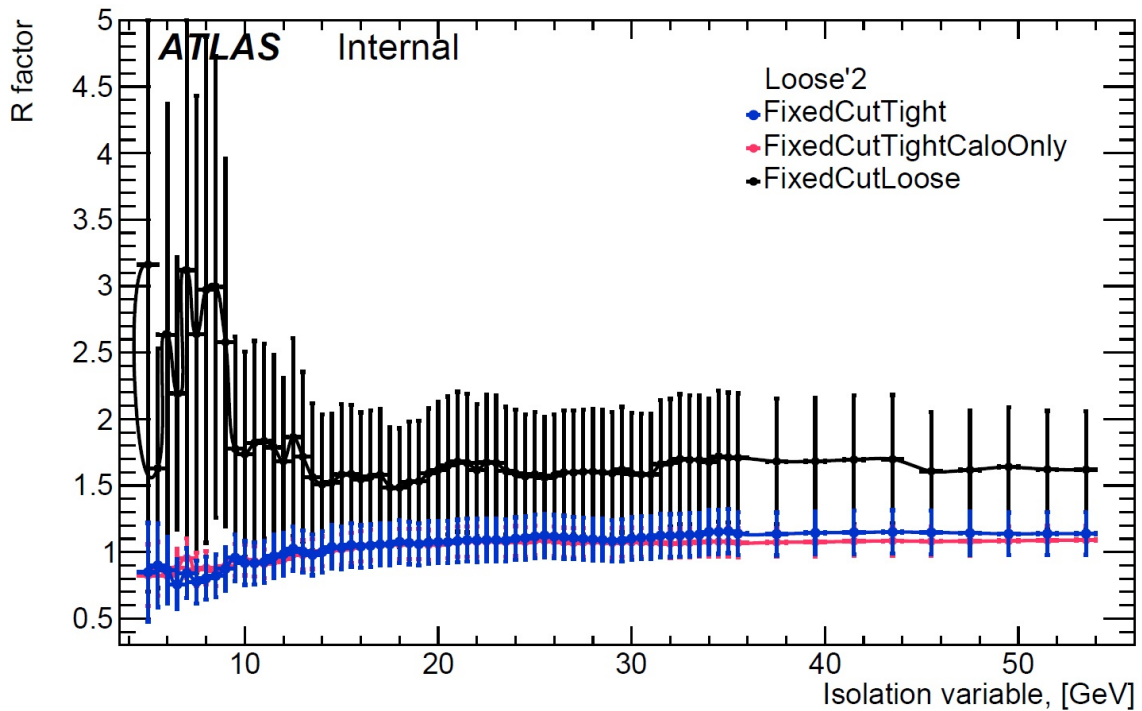


Рисунок 12 — Распределение корреляционного фактора R на МК от переменной изоляции для изоляций FixedCutTight, FixedCutCaloOnly, FixedCutLoose и рабочей точки loose'2

Далее необходимо выбрать наиболее оптимальное ограничение сверху по переменной изоляции, если это необходимо, и найти точку разделения КО В и D для метода, основанного на данных. Точка разделения должна быть выбрана так, чтобы значение корреляционного фактора было как можно ближе к 1. Для определения ограничения сверху были построены распределения по переменной изоляции:

- для МК событий, в которых лидирующий фотон удовлетворяет критерию «жесткий»;
- для МК событий, в которых лидирующий фотон удовлетворяет критерию «мягкий»;
- для данных, в которых лидирующий фотон удовлетворяет критерию «мягкий»;

Распределения для изоляций FixedCutTight и FixedCutTightCaloOnly представлены на рисунке 13. На основе распределений можно сделать вы-

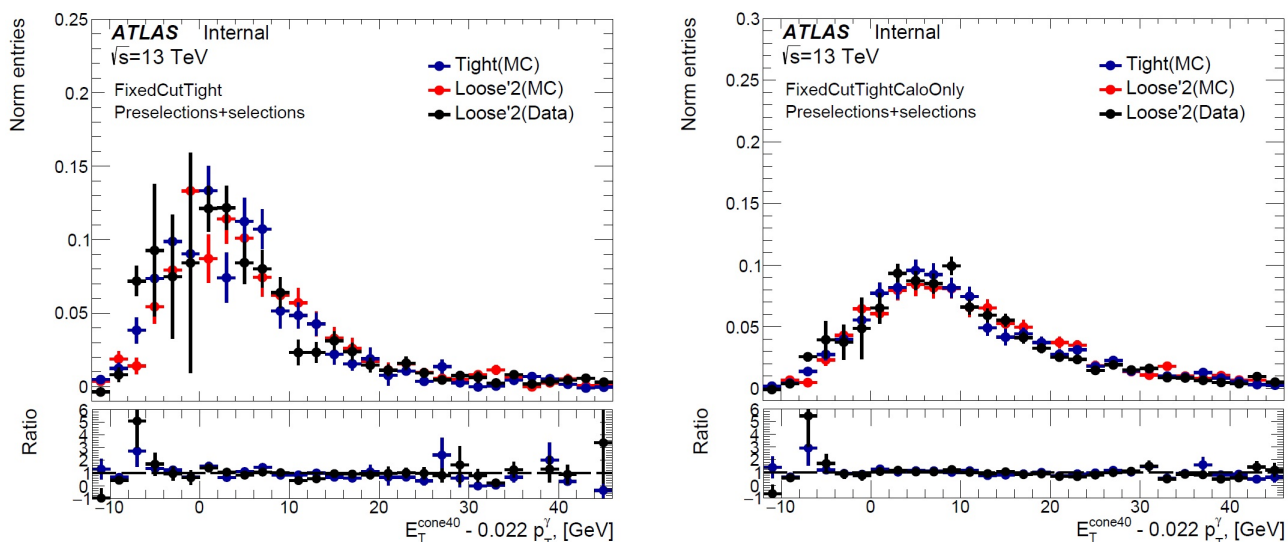


Рисунок 13 — Распределения по переменной изоляций для FixedCutTight (слева) и FixedCutTightCaloOnly (справа)

вод, что для исключения больших несоответствий данных и МК, наиболее оптимальное ограничение сверху для изоляции FixedCutTight находится в регионе [25-27] ГэВ. Однако для изоляции FixedCutTightCaloOnly ограничение сверху необосновано из-за хорошего соответствия МК и данных.

В соответствии с выводами, можно сделать новую оценку корреляционного фактора. В таблице 5 приведены значения R факторов на МК и на данных для изоляции FixedCutTight и ограничением сверху по изоляции

$U_{\text{cut}} = 25.45$ ГэВ, а также с выбранной точкой разделения КО В и D $M_{\text{cut}} = 8.75$ ГэВ. В таблице 6 приведены значения R факторов на МК и на данных

FixedCutTight, $U_{\text{cut}} = 25.45$ GeV				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R-factor	1.12 ± 0.16	1.21 ± 0.17	1.28 ± 0.16	1.44 ± 0.18
Данные				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
8.75	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	1.1 ± 0.3

Таблица 5 — Оценка корреляционного фактора для изоляции FixedCutTight и верхнем ограничением $U_{\text{cut}} = 25.45$ ГэВ

для изоляции FixedCutTightCaloOnly без ограничения сверху по изоляции, а также с выбранной точкой разделения КО В и D $M_{\text{cut}} = 10.45$ ГэВ. На ос-

FixedCutTightCaloOnly, без ограничения на U_{cut}				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R-factor	1.10 ± 0.11	1.19 ± 0.11	1.27 ± 0.11	1.45 ± 0.12
Данные				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
10.45	1.21 ± 0.10	1.25 ± 0.10	1.21 ± 0.09	1.23 ± 0.09

Таблица 6 — Оценка корреляционного фактора для изоляции FixedCutTightCaloOnly без верхнего ограничения по U_{cut}

нове оценки корреляционного фактора для двух различных изоляций можно сделать вывод, что хоть корреляция для FixedCutTightCaloOnly между изоляцией и различными видами «слабых» идентификационных критериев фотонов для МК меньше, для данных наблюдается большая корреляция для изоляции FixedCutTight. Однако из-за наложения трековой изоляции значительно уменьшается статистика.

Эту проблему можно решить, наложив в КО В и D (т.е. в неизолрированных регионах) отбор по обратной трековой изоляции, то есть применить

отбор $p_T^{\text{cone20}}/p_T^\gamma > 0.05$. Оценка с применением отбора по обратной трековой изоляции приведена в таблице 7. Оценка корреляционного фактора R, пред-

FixedCutTight, $U_{\text{cut}} = 25.45$ GeV, обратная трековая изоляция				
МК				
	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
R-factor	1.07 ± 0.13	1.23 ± 0.14	1.34 ± 0.14	1.62 ± 0.17
Данные				
M_{cut}	loose'2	loose'3	loose'4	loose'5
8.75	1.12 ± 0.11	1.16 ± 0.11	1.16 ± 0.10	1.22 ± 0.10

Таблица 7 — Оценка корреляционного фактора для изоляции FixedCutTight и верхнем ограничением $U_{\text{cut}} = 25.45$ ГэВ и обратной трековой изоляцией

ставленная в таблице 7, является наиболее оптимальной и будет применяться далее. Рабочая точка loose'2 имеет наибольшее согласие для R фактора между МК и данными, а также имеет наименьшую корреляцию, поэтому именно этот критерий используется для определения «мягкого» фотона.

4.3 Оценка числа фоновых событий в сигнальном регионе

Одно из основных предположений ABCD-метода заключается в том, что сигнальный регион A преимущественно состоит из сигнальных событий, в то время как три контрольных региона B, C и D состоят из фоновых событий. Однако присутствуют «утечки» сигнальных событий в КО, которые хорошо оцениваются из МК. Каждый региона задать следующим образом:

$$\begin{cases} N_A = N_A^{\text{sig}} + N_A^{\text{bkg}} + N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma}; \\ N_B = c_B N_A^{\text{sig}} + N_B^{\text{bkg}} + N_B^{\text{jet} \rightarrow \gamma}; \\ N_C = c_C N_A^{\text{sig}} + N_C^{\text{bkg}} + N_C^{\text{jet} \rightarrow \gamma}; \\ N_D = c_D N_A^{\text{sig}} + N_D^{\text{bkg}} + N_D^{\text{jet} \rightarrow \gamma}; \end{cases}$$

где N_i^{bkg} - фон, не относящийся к оцениваемому фону $jet \rightarrow \gamma$ в каждой КО. Количества событий оцениваются из МК, однако фон, обусловленный невер-

ной идентификации электрона как фотона оценивается с помощью метода, основанного на данных. Параметры «утечки» c_i определяются отношением количества сигнальных событий в КО к событиям в сигнальной области и задаются как:

$$c_B = \frac{N_B^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}};$$

$$c_C = \frac{N_C^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}};$$

$$c_D = \frac{N_D^{\text{sig}}}{N_A^{\text{sig}}}.$$

Параметры «утечки» для каждого региона представлены в таблице 8:

	c_B	c_C	c_D
Значение	0.00645 ± 0.00018	0.0091 ± 0.0002	0.00011 ± 0.00002

Таблица 8 — Параметры утечки для каждого региона

После оценки параметров «утечки» необходимо в каждом регионе из данных N_i вычесть фоновые события N_i^{bkg} , которые не относятся к исследуемому фону $\text{jet} \rightarrow \gamma$. Обозначим эту разницу $\tilde{N}_i = N_i - N_i^{\text{bkg}}$. Подставляя полученные выражения с учётом R фактора для данных и loose'2 из таблицы 7 в уравнение (4.1), получим:

$$N_A^{\text{sig}} = \tilde{N}_A - R(\tilde{N}_B - c_B N_A^{\text{sig}}) \frac{\tilde{N}_C - c_C N_A^{\text{sig}}}{\tilde{N}_D - c_D N_A^{\text{sig}}} \quad (4.3)$$

Решая квадратное уравнение (4.3) относительно N_A^{sig} , получим:

$$N_A^{\text{sig}} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (4.4)$$

где a, b и c имеют следующие выражения:

$$\begin{cases} a = c_D - Rc_{BC}; \\ b = \tilde{N}_D + c_D \tilde{N}_A - R(c_B \tilde{N}_C + c_C \tilde{N}_B); \\ c = \tilde{N}_D \tilde{N}_A - R \tilde{N}_C \tilde{N}_B. \end{cases}$$

Число фоновых событий в области А можно получить, подставляя решение (4.4) в выражение для N_A .

Полученные значения событий с помощью ABCD-метода для данных и всех фонов, не относящиеся к фону от $jet \rightarrow \gamma$, представлены в таблице 9. Значения событий для фона $W(e\nu)$, top , tt получены с помощью метода, основанного на данных.

	Data	$W\gamma$ QCD	$W\gamma$ EWK	$W(e\nu)$, top , tt	$tt\gamma$	$\gamma + jet$	$Z(ll)\gamma$	$W(\tau\nu)$
A	blinded ± 49	681 ± 8	65.6 ± 0.5	180 ± 3	184 ± 3	258 ± 16	20.6 ± 1.1	13 ± 4
B	619 ± 25	3.8 ± 0.5	0.23 ± 0.03	1.052 ± 0.014	1.3 ± 0.2	13 ± 3	0.12 ± 0.06	51 ± 4
C	67 ± 8	6.0 ± 0.7	0.68 ± 0.05	2.24 ± 0.03	2.0 ± 0.3	2.3 ± 1.2	0.14 ± 0.06	11 ± 3
D	431 ± 21	0.03 ± 0.03	0.011 ± 0.006	0 ± 0	0.11 ± 0.06	0 ± 0	0 ± 0	48 ± 4

Таблица 9 — Значения событий для данных и фоновых процессов, не относящихся к фону $jet \rightarrow \gamma$, полученные из ABCD-метода

На основе значений из таблицы 9 и решения (4.4) получена оценка центрального значения фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ в сигнальном регионе А, которая равна $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 54$.

4.4 Оценка статистической и систематической погрешностей

Для получения статистической погрешности в каждой КО были независимо проварьированы числа событий на $\pm 1\sigma$ для данных и всех фоновых процессов. Полученные значения были просуммированы в квадратурах. Конечные значения статистической погрешности составили +15 для верхнего предела и -15 для нижнего предела.

Систематическая погрешность была оценена методом варьирования определения областей ABCD метода, а именно были использованы альтернативные рабочие точки и проварьирован изоляционный промежуток между

областями. Значения, на которые был проварьирован изоляционный промежуток сверху и снизу составил примерно $\pm 1\sigma$ для КО В и D. Результаты отклонений от полученных значениях представлены в таблице 10. Наибольшее отклонение составило 19%.

Центральное значение	54^{+15}_{-15}
loose'3	-4
loose'4	+10
loose'5	+8
Изоляционный зазор +0.5 ГэВ	± 0
Изоляционный зазор -0.9 ГэВ	+1

Таблица 10 — Центральное значение фоновых событий $jet \rightarrow \gamma$ из данных и отклонения от него для вариаций определения областей ABCD.

Систематические погрешности для параметров «утечки» можно оценить двумя способами:

- с помощью различных МК генераторов и моделей партонных ливней
- из погрешности на эффективность реконструкции фотона

Параметры «утечки» и центральные значения событий $jet \rightarrow \gamma$ для различных МК генераторов и моделей партонных ливней приведены в таблице 11. Отклонения являются незначительными, поэтому необходимо применить более точный метод.

Параметры утечки	Различные МК генераторы и модели партонных ливней		
	MadGraph+Pythia8, Sherpa 2.2	MadGraph+Herwig7, MadGraph+Pythia8	δ
c_B	0.00645 ± 0.00018	0.0039 ± 0.0006	40%
c_C	0.0091 ± 0.0002	0.0093 ± 0.0008	2%
c_D	0.00011 ± 0.00002	0.00015 ± 0.00008	27%
$jet \rightarrow \gamma$	54^{+15}_{-15}	54^{+15}_{-15}	0%

Таблица 11 — «Утечка сигнала» в контрольные области В,С и D для альтернативных МК генераторов и моделей партонных ливней. В нижней строке показано отклонение от центрального значения для случая альтернативных МК генераторов и моделей партонных ливней

Более точно оценить систематические погрешности параметров «утечки» можно из погрешности на эффективность реконструкции фотона $\delta_{iso/ID}^{eff}$

(относительная погрешность), так как различие между генераторами обусловлено преимущественно неидеальным моделированием изоляции и идентификации. По определению, моделирование изоляции (iso) фотонов влияет только на параметры «утечки» c_B и c_D , а идентификация (ID) – на c_C и c_D . В итоге можно получить следующие соотношения для относительной погрешности параметров «утечки»:

- $\sigma_{\text{iso}}^{\text{cB}} = \delta_{\text{iso}}^{\text{eff}} \cdot (c_B + 1)/c_B$
- $\sigma_{\text{ID}}^{\text{cC}} = \delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} \cdot (c_C + 1)/c_C$
- $\sigma_{\text{iso}}^{\text{cD}} = \delta_{\text{iso}}^{\text{eff}} \cdot (c_B + 1)/c_B$
- $\sigma_{\text{ID}}^{\text{cD}} = \delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} \cdot (c_C + 1)/c_C$

В данных соотношениях взяты значения $\delta_{\text{iso}}^{\text{eff}} = 0.013$ и $\delta_{\text{ID}}^{\text{eff}} = 0.013$. Наибольшее значение погрешности оценки с помощью уточнённого метода составило 1.3%. Суммарное значение всех систематических погрешностей составило 19%. Конечное значение фоновых событий от неверной идентификации адронной струи как фотона в сигнальной области A составляет $N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma} = 54 \pm 15(\text{стат.}) \pm 10(\text{сист.})$, в то время как значения, предсказанные МК наборами для многоструйных процессов и процесса $Z(\nu\nu) + jets$ составляет 17 ± 12 . Именно поэтому в анализе используется метод оценки фона, основанный на данных, так как МК наборы $Z(\nu\nu) + jets$ и многоструйных процессов имеют недостаточную статистику, из которой невозможно точно оценить число фоновых событий.

5 Оценка фона с помощью метода максимального правдоподобия

К ABCD-методу, который был подробно описан в параграфе 4.1, можно подойти и с другой стороны, а именно используя статистическую модель. Такая модель построена на предположение о том, что существует взаимосвязь между фоновым распределением и различными регионами. Основное предположение ABCD-метода задается уравнением (5.1):

$$\tilde{N}_A = \tilde{m}\tilde{N}_B, \tilde{N}_C = \tilde{m}\tilde{N}_D \quad (5.1)$$

Данные в каждом регионе есть $\mathbf{data} = \{N_A, N_B, N_C, N_D\}$. Тогда предположив, что распределение в каждом регионе описывается распределением Пуассона, можно составить функцию правдоподобия:

$$L(\mathbf{data}|\tilde{N}_B, \tilde{N}_D, \tilde{m}) = (N_A|\tilde{m}\tilde{N}_B)Pois(N_B|\tilde{N}_B)Pois(N_C|\tilde{m}\tilde{N}_D)Pois(N_D|\tilde{N}_D)$$

где \tilde{N}_B , \tilde{N}_D и \tilde{m} являются свободными параметрами. Подставив распределение Пуассона в функцию правдоподобия, получим выражение

$$L(\mathbf{data}|\tilde{N}_B, \tilde{N}_D, \tilde{m}) = \frac{e^{-\tilde{N}_{tot}} \cdot (\tilde{m}\tilde{N}_B)^{N_A} \cdot (\tilde{N}_B)^{N_B} \cdot (\tilde{m}\tilde{N}_D)^{N_C} \cdot (\tilde{N}_D)^{N_D}}{N_A! \cdot N_B! \cdot N_C! \cdot N_D!}$$

где $\tilde{N}_{tot} = \tilde{m}\tilde{N}_B + \tilde{N}_B + \tilde{m}\tilde{N}_D + \tilde{N}_D$. Затем, взяв натуральный логарифм от функции правдоподобия, получим выражение:

$$\ln L = -\tilde{N}_{tot} + N_A \ln(\tilde{m}\tilde{N}_B) + N_B \ln(\tilde{N}_B) + N_C \ln(\tilde{m}\tilde{N}_D) + N_D \ln(\tilde{N}_D)$$

Затем необходимо продифференцировать функцию $\ln L$ по неизвестным параметрам, то есть по \tilde{N}_B , \tilde{N}_D и \tilde{m} . Полученная система уравнений 5 будет

выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{\partial L}{\partial \tilde{m}} = -\tilde{N}_B - \tilde{N}_D + \frac{N_A}{\tilde{m}} + \frac{N_C}{\tilde{m}} = 0, \\ \frac{\partial L}{\partial \tilde{N}_B} = -\tilde{m} - 1 + \frac{N_A}{\tilde{N}_B} + \frac{N_B}{\tilde{N}_B} = 0, \\ \frac{\partial L}{\partial \tilde{N}_D} = -\tilde{m} - 1 + \frac{N_C}{\tilde{N}_D} + \frac{N_D}{\tilde{N}_D} = 0. \end{cases}$$

Решение такой системы задаются следующими величинами:

$$\tilde{m} = \frac{N_A + N_C}{N_B + N_D}, \quad \tilde{N}_B = \frac{(N_A + N_B)(N_B + N_D)}{N_A + N_B + N_C + N_D}, \quad \tilde{N}_D = \frac{(N_C + N_D)(N_B + N_D)}{N_A + N_B + N_C + N_D}.$$

Полученные выражение для \tilde{N}_B , \tilde{N}_D и \tilde{m} , и как следствие для \tilde{N}_A и \tilde{N} , соответствуют наиболее вероятным количествам событий в каждом регионе при заданных значениях N_A , N_B , N_C , N_D .

Однако данная модель слишком проста, так как она не учитывает биннинг внутри каждого региона, а также форму распределений. Поэтому необходимо использовать более сложный метод.

5.1 Фитирование данными

На основе базового метода, описанного в параграфе 5, можно создать более сложную модель с использованием пакета TRooFit[10]. Преимущества данной модели заключаются в следующем:

- учёт биннинга внутри каждого региона;
- использование информации о форме распределения;
- возможность использования более сложной зависимости между регионами, например линейной.

Основная идея метода заключается в фитировании формы сигнала и исследуемого фона данными. Так как в анализе оценивается фон, обусловленный неверной идентификацией струи как фотона, необходимо вычесть из данных все остальные фоны, не относящиеся к исследуемому. Также необходима информация о форме распределения и количестве событий сигнала. Полученные соотношения сигнала и данных за вычетом всех остальных фонов

в каждом регионе до фитирования с количеством бинов $N_{bins} = 1$ представлены на рисунке 14. Метод предполагает, что до фитирования оцениваемый фон в каждом регионе равен единице. Далее начинается процесс фитирова-

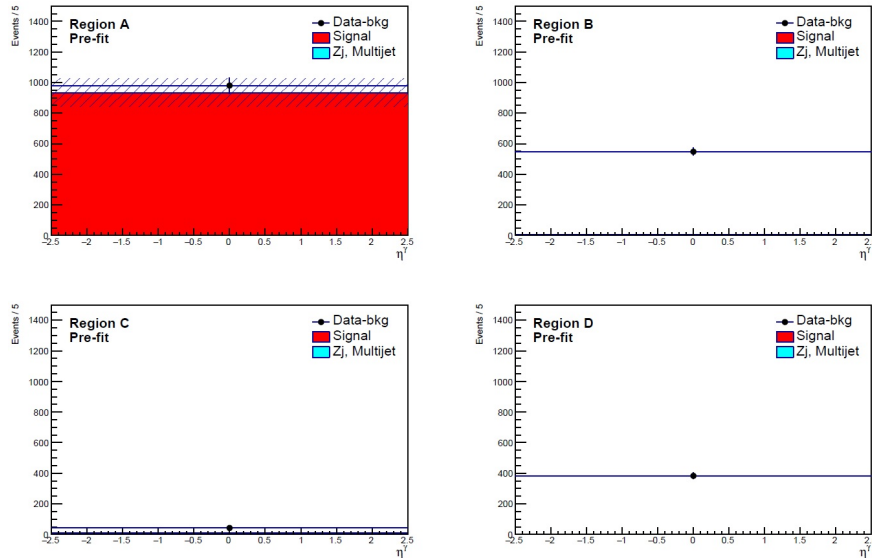


Рисунок 14 — Распределение сигнала и данных за вычетом всех остальных фонов для случая $N_{bins} = 1$ до фитирования

данными за вычетом всех остальных фонов. Результат фитирования с количеством бинов $N_{bins} = 1$ представлен на рисунке 15. Число фоновых со-

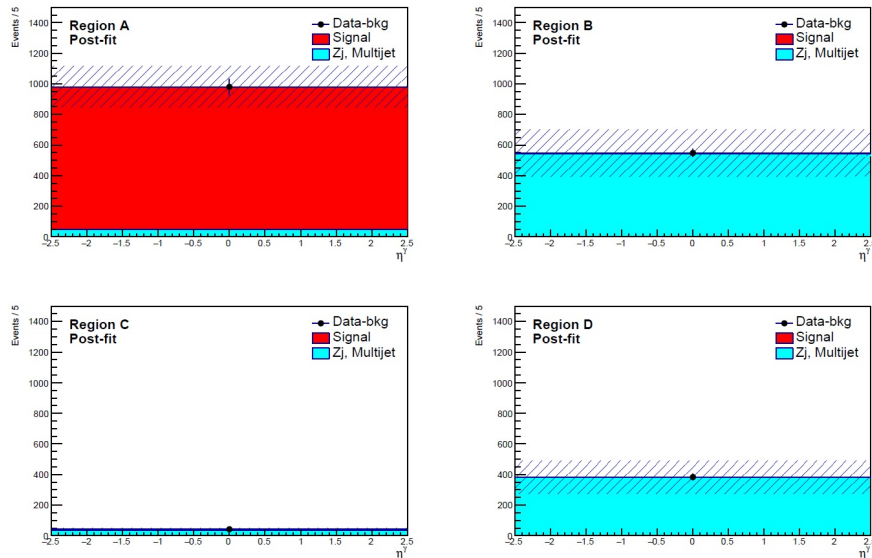


Рисунок 15 — Распределение сигнала, исследуемого фона и данных за вычетом всех остальных фонов для случая $N_{bins} = 1$ после фитирования

бытий от неверной идентификации адронной струи как фотона в сигнальной области A, оцененное методом максимального правдоподобия с $N_{bins} = 1$ составляет $N_A^{jet \rightarrow \gamma} = 48 \pm 10$, что совпадает со значением, полученным стандарт-

ным ABCD-методом. Однако, преимущество данного метода заключается в учёте формы распределений. Поэтому более корректными будут результаты с большим количеством бинов.

Рассмотрим случай с количеством бинов $N_{bins} = 15$. Соотношения сигнала и данных за вычетом всех остальных фонов в каждом регионе до и после фитирования с $N_{bins} = 15$ представлены на рисунках 16 и 17 соответственно. Число фоновых событий от неверной идентификации адронной струи как

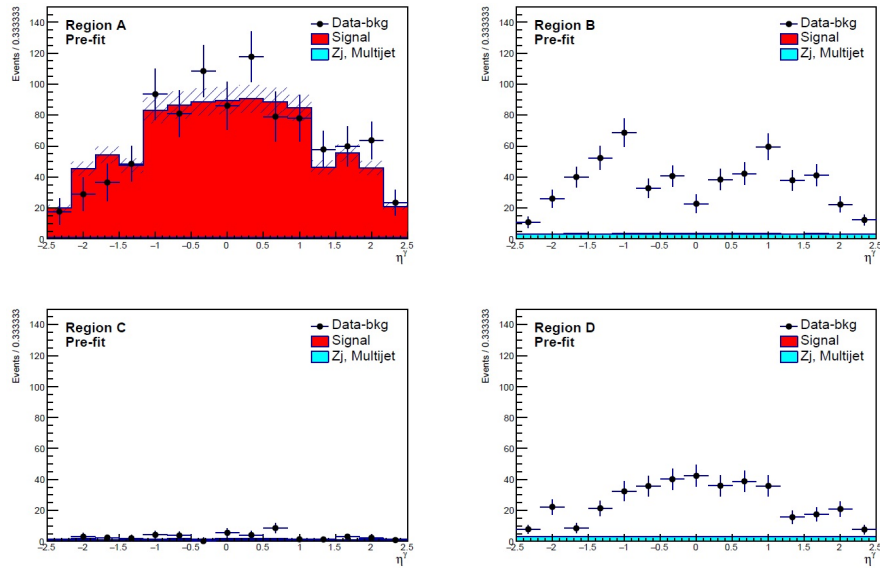


Рисунок 16 — Распределение сигнала и данных за вычетом всех остальных фонов для случая $N_{bins} = 15$ до фитирования

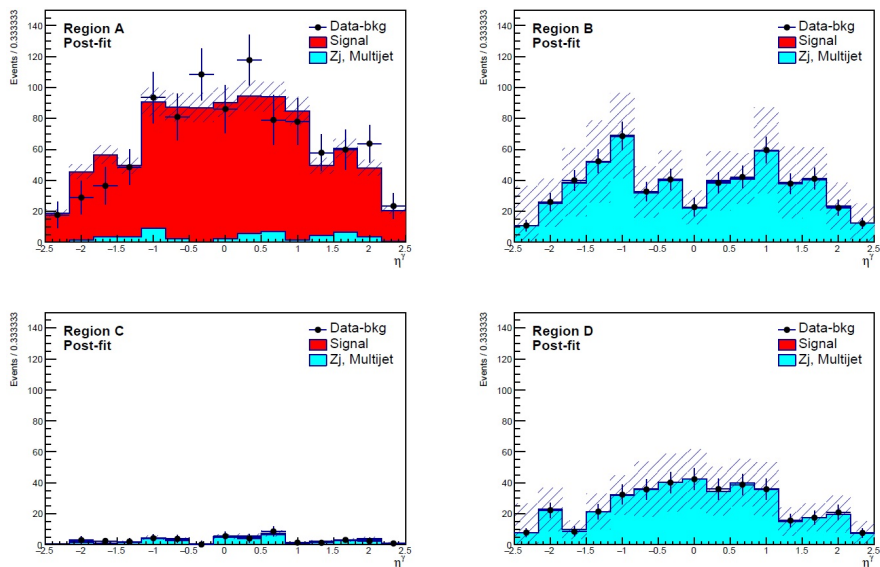


Рисунок 17 — Распределение сигнала, исследуемого фона и данных за вычетом всех остальных фонов для случая $N_{bins} = 15$ после фитирования

фотона в сигнальной области A, оцененное методом максимального правдо-

бодобия с $N_{\text{bins}} = 15$ составляет $N_A^{\text{jet} \rightarrow \gamma} = 51 \pm 6$, что так же совпадает со значением, полученным стандартным ABCD-методом.

Модель с количеством бинов $N_{\text{bins}} > 1$ при фитировании учитывает информацию о форме распределения, поэтому она является более достоверной. По этой причине в дальнейшем будет использоваться именно модель, учитывающая форму распределения сигнала и данных за вычетом фона.

Заключение

Главная цель анализа заключалась в оценке числа фоновых событий, обусловленных неверной идентификацией адронной струи как фотона в электрослабом и КХД процессах с конечным состоянием $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$. В соответствии с поставленной задачей в результате данного анализа:

- получен наиболее оптимальный отбор на координатную переменную Δz для подавления фона, обусловленного конфигурацией пучка;
- оптимизированы регионы двумерного метода боковых интервалов для исследуемого процесса;
- получена оценка центрального значения фоновых событий в сигнальной области, а также оценены статистические и систематические погрешности, в результате чего получено значение $N_A^{jet\rightarrow\gamma} = 54 \pm 15(\text{стат.}) \pm 10(\text{сист.})$;
- начата работа над методом максимального правдоподобия и получена первичная оценка числа фоновых событий, которая составляет $N_{jet\rightarrow\gamma} = 51 \pm 6$, что совпадает в пределах погрешностей со значением, полученным двумерным методом боковых интервалов.

В будущем планируется переоптимизировать регионы двумерного метода боковых интервалов с учетом отборов по новым переменным, продолжить работу над методом максимального правдоподобия, а также получить оценку фона от неверной идентификации струи как фотона с помощью Матричного Метода.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Smestad L.* Preparing for an Unbiased Study of the $H \rightarrow \gamma\gamma$ Background with the ATLAS Experiment at LHC. — 2008. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1402030> ; Presented 2008.
2. *Group P. D.* [et al.]. Review of Particle Physics // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2020. — Aug. — Vol. 2020, no. 8. — ISSN 2050-3911. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104> ; 083C01.
3. *Collaboration A.* The performance of ATLAS detector. — Heidelberg : Springer, 2011. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1485681> ; Reprinted from The European Physical Journal C (articles published between summer 2010 and spring 2011).
4. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
5. *Gleisberg T.* [et al.]. Event generation with SHERPA 1.1 // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Feb. — Vol. 2009, no. 02. — P. 007–007. — ISSN 1029-8479. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007>.
6. *Alwall J.* [et al.]. MadGraph 5: going beyond // Journal of High Energy Physics. — 2011. — June. — Vol. 2011, no. 6. — ISSN 1029-8479. — URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2011\)128](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2011)128).
7. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Nov. — Vol. 2007, no. 11. — P. 070–070. — ISSN 1029-8479. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070>.
8. *Buckley A., Gupta D. B.* Powheg-Pythia matching scheme effects in NLO simulation of dijet events. — 2017. — arXiv: [1608.03577](https://arxiv.org/abs/1608.03577) [hep-ph].

9. *Bellm J.* [et al.]. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note // The European Physical Journal C. — 2016. — Apr. — Vol. 76, no. 4. — ISSN 1434-6052. — URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4018-8>.
10. *Buttinger W.* Background Estimation with the ABCD Method. — 2018. — Oct. — URL: https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/ABCDMethod/ABCDGuide_draft18Oct18.pdf.