

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНЕВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ОПТИМИЗАЦИЯ ОТБОРОВ В $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ АНАЛИЗЕ

Руководитель НИРС,
к.ф-м.н.

_____ Солдатов Е.Ю.
подпись

Студент гр. М20-115

_____ Зубов Д.В.
подпись

Консультант

_____ Пятиизбянцева Д.Н.
подпись

Содержание

Введение	2
1 Экспериментальная установка ATLAS	3
2 Оптимизация отбора событий	5
2.1 Оптимизация отборов в процессе инклюзивного рождения пары Z-бозонов и последующего распада на пару заряженных лептонов и пару нейтрино.	7
2.2 Оптимизация отборов в процессе электрослабого рождения пары Z-бозонов и последующего распада на пару заряженных лептонов и пару нейтрино.	9
3 Заключение	20

Введение

Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц объясняет большинство явлений и процессов в физике высоких энергий, а ее предсказания подтверждались во множестве экспериментах. Однако, Стандартная модель считается неполной, поскольку она не отвечает на многие фундаментальные вопросы. В связи с чем предполагается, что СМ является частью более универсальной теории и обнаружение отклонений от предсказаний СМ может подтвердить или отбросить новые теории.

Рождение пар векторных бозонов тесно связано с неабелевой природой электрослабой теории и спонтанным нарушением калибровочной симметрии. Кроме того, предсказывается широкий спектр новых явлений за пределами Стандартной модели (СМ) физики частиц, связанный с рождением двубозонной пары. Изучение процессов рождения векторных бозонов является краеугольным камнем электрослабой теории и возможных сценариев физики за пределами СМ и составляет существенную часть физической программы Большого адронного коллайдера (БАК).

Среди всех двубозонных процессов рождение пары Z -бозонов имеет наименьшее сечение, но, тем не менее, процесс вполне перспективен для измерения параметров СМ и поиска «новой» физики благодаря хорошему соотношению сигнал/фон в канале распада на четыре заряженных лептона. Соотношение сигнал/фон несколько хуже в канале распада на пару заряженных лептонов и пару нейтрино, но вероятность таких распадов выше[1].

В работе показана оптимизация отбора событий для инклюзивного и электрослабого рождения пары Z -бозонов и последующего распада на два заряженных лептона и два нейтрино. Задача оптимизации состоит в определении таких ограничений на переменные, при которых число сигнальных событий будет максимально, а фоновых — минимально. Оптимизация проводится путём максимизации всего одного параметра — сигнальной значимости — как функции оптимизируемых переменных, при этом рассматривается многомерный случай поиска экстремума. В результате оптимизации может быть достигнута максимальная значимость отбора событий, что позволит говорить об открытии за рамками СМ, либо поставить более жёсткие ограничения на проявления новой физики.

1 Экспериментальная установка ATLAS

Эксперимент ATLAS[2] (ATLAS — A Toroidal LHC ApparatuS) многоцелевой детектор, покрывающий почти полный телесный угол. В эксперименте ATLAS используется прямоугольная система координат. Ось z направлена по оси пучка, x - к центру кольца, y - вверх, ϕ - азимутальный угол в плоскости xOy , перпендикулярной пучку, отсчитывается от оси x , θ - полярный угол, отсчитывается от оси Z . В основном при работе используется величина, зависящая от полярного угла $\eta = -\ln\left(\text{tg}\frac{\theta}{2}\right)$, называемая псевдобыстротой, т.к. она аддитивна относительно преобразований Лоренца.

Эксперимент ATLAS включает в себя внутренний детектор (ВД), систему калориметров, мюонный спектрометр (МС), магнитную и триггерную системы (Рис. 1).

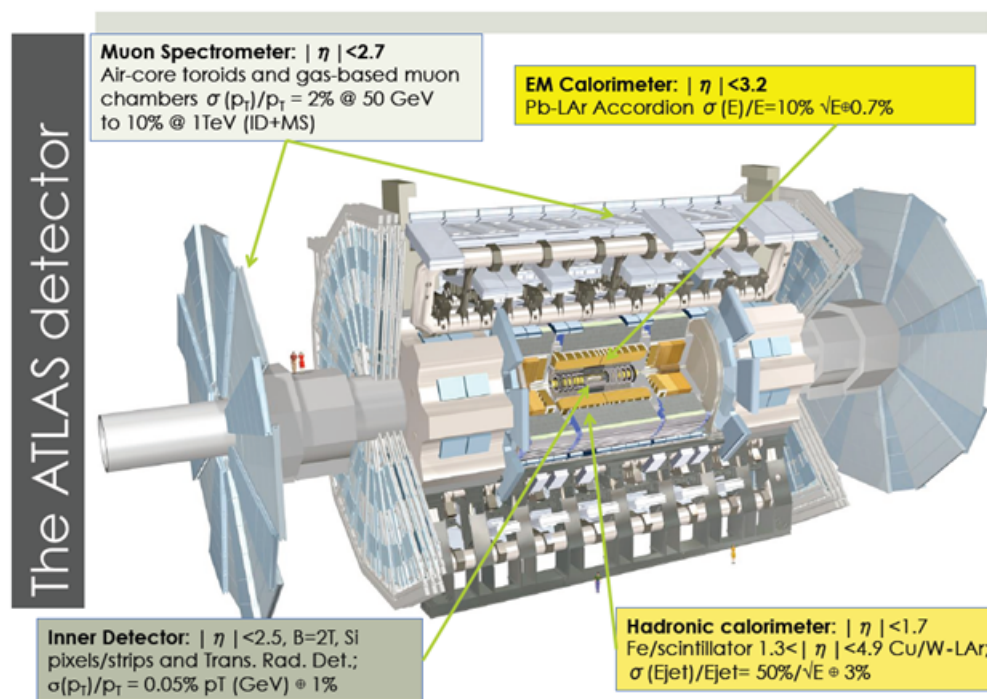


Рис. 1: Детектор ATLAS

Основная задача внутреннего детектора - восстановление треков заряженных частиц. ВД состоит из трех подсистем: пиксельного (Pixel) и силиконового (SCT) микростриповых детекторов, а также трекера переходного излучения (TRT). Пиксельный детектор состоит из трех цилиндрических слоев и трех торцевых пластин и в общем содержит 80 миллионов пикселей. Ближайший к пучку слой называют В-слоем. Он находится на расстоянии 3.3 см от пучка и имеет важную роль в восстановлении треков. SCT детектор включает 4 цилиндрических слоя и 9 дисков в каждом торце, состоящих из силиконовых микрострипов. Силиконовый и пиксельный детекторы покрывают область псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$. TRT, состоящий из тонких трубок,

наполненных смесью Хе и Аг, покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$].

Калориметрическая система состоит из электромагнитной (ЭМК) и адронной составляющей. ЭМК играет решающую роль в идентификации электронов и фотонов. Он состоит из слоев свинца и жидкого аргона и имеет геометрию аккордеона. ЭМК делится на центральную часть, покрывающую область псевдобыстрот $|\eta| < 1.475$, и две торцевые части (каждая из которых состоит из двух коаксиальных колёс), покрывающие область псевдобыстрот $1.375 < |\eta| < 3.2$. В области псевдобыстрот $1.37 < |\eta| < 1.52$ находится технический зазор, в котором измерения не проводятся. Адронный калориметр состоит из 3-х различных систем: Tile-калориметр, торцевой LAr-калориметр и передний LAr-калориметр. Tile-калориметр размещается снаружи корпуса ЭМ-калориметра. Он состоит из органических сцинтилляторов и позволяет регистрировать энергии адронов в области с псевдобыстротой $|\eta| < 1.7$]. Торцевой LAr-калориметр, рабочим веществом которого является жидкий аргон, расположен за торцевым ЭМ-калориметром. Он перекрывает область псевдобыстрот $1.5 < |\eta| < 3.2$. Передний LAr-калориметр, также основанный на жидком аргоне, создает однородность калориметрии и поглощает фон перед мюонными камерами. Его область псевдобыстрот: $3.1 < |\eta| < 4.9$.

МС восстанавливает импульс и треки пролетающих мюонов с максимально возможным разрешением. Состоит из четырёх подсистем, использующих разные технологии: Мониторируемые Дрейфовые Трубки, Катодные Стриповые Камеры, Резистивные Плоские Камеры и Тонко-Зазорные Камеры. Эти подсистемы погружены в магнитное поле, генерируемое тремя тороидами: один центральный покрывает диапазон по псевдобыстроте $|\eta| < 1.5$ обеспечивая поле в 0.5 Тл и ещё два, расположенные в области большей псевдобыстроты $|\eta| > 1.5$ генерируют поле в 1 Тл.

Для предварительного отбора «интересных» столкновений используется система триггеров. В результате её, при номинальной частоте столкновений 40 МГц, интересные события поступают со средней частотой 200 Гц.

Для измерения импульсов создана специальная система магнитов, создающая электромагнитное поле, которое искривляет траектории заряженных частиц. Она состоит из 4-х сверхпроводящих магнитов: соленоида и трёх тороидов. Подразделяется на 2 основных составляющих – внутреннюю (соленоид) и внешнюю (тороидальные магниты).

2 Оптимизация отбора событий

Задача оптимизации состоит в определении таких ограничений на переменные, при которых число сигнальных событий будет максимально, а фоновых - минимально. Наилучшего подавления фоновых событий можно добиться жесткими отборами на переменные, но, чем жестче ставятся ограничения, тем сильнее подавляются сигнальные события. Стало быть, оптимальным решением задачи оптимизации должно быть компромиссное решение, при котором происходит наилучшее подавление фона и наилучшее сохранение сигнала.

В качестве критерия оценки, по которому определяются значения отборов на переменные, выбрана сигнальная значимость[4], которая определяется следующим образом:

$$Z = \sqrt{2 \times [(S + B) \times \ln(1 + (S/B)) - S]}, \quad (1)$$

где Z - сигнальная значимость, S - число сигнальных событий, B - число фоновых событий.

На рисунке 2 показаны сигнальные и фоновые эффективности и сигнальная значимость как функции одной переменной, для которой ищется оптимальный отбор. Эффективность (сигнальная или фоновая) определяется формулой 2. Из графиков видно, как с подавлением фона подавляется сигнал, и как при этом изменяется сигнальная значимость.

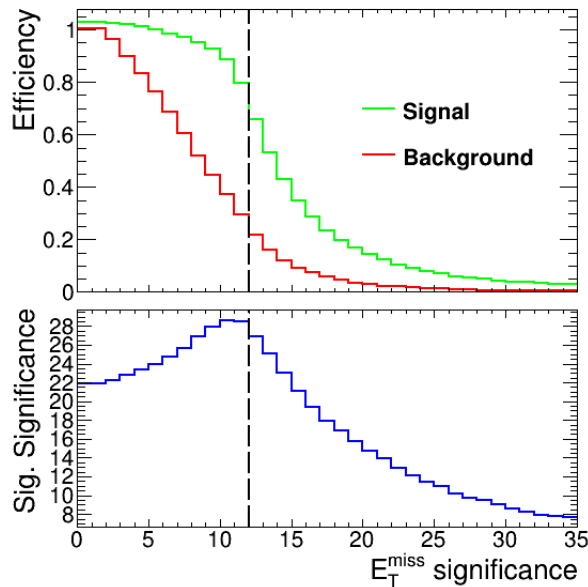


Рис. 2: Зависимости сигнальной и фоновой эффективностей и сигнальной значимости от значимости потерянного поперечного импульса.

$$\varepsilon = \frac{N_{passed}}{N_{all}}, \quad (2)$$

где ε - эффективность, N_{passed} - число сигнальных или фоновых событий, удовлетворяющих критерию отбора, N_{passed} - суммарное число сигнальных или фоновых событий.

В ходе работы был предложен модернизированный метод оптимизации. Метод состоит в отыскании таких пределов на оптимизируемые, при которых сигнальная значимость принимает свое максимальное значение. Главной особенностью нового метода является рассмотрение сигнальной значимости, как функции нескольких переменных. При этом, в ходе оптимизации ищется вектор отборов, соответствующий максимуму сигнальной значимости. Данный подход имеет ряд преимуществ, по сравнению с последовательной оптимизацией, при которой отборы на переменные ищутся один за другим в определенном порядке:

- При использовании многомерного поиска оптимальных отборов не стоит вопрос о порядке, в котором ищутся отборы на переменные. В методе последовательной оптимизации при разном порядке оптимизации переменных получаются разные результаты.
- Метод многомерного поиска, основанный на переборе всех возможных комбинаций отборов, всегда находит лучшее решение. Причем он способен найти такое решение, которое при последовательном поиске может упуститься.
- Метод многомерного поиска позволяет накладывать некоторые дополнительные условия. Например, ограничению на минимальное число сигнальных событий.

2.1 Оптимизация отборов в процессе инклюзивного рождения пары Z-бозонов и последующего распада на пару заряженных лептонов и пару нейтрино.

Среди всех двухбозонных процессов рождение пары Z-бозонов имеет наименьшее сечение, но хорошее соотношение сигнал/фон в канале распада на четыре заряженных лептона. Соотношение сигнал/фон несколько хуже в канале распада на пару заряженных лептонов и пару нейтрино, но вероятность таких распадов выше.

Сигнатурой этого процесса в детекторе ATLAS являются события, содержащие пару разноименно заряженных лептонов (e^+e^- или $\mu^+\mu^-$) и большой потерянный поперечный импульс, который соответствуют Z-бозону, распавшемуся на пару нейтрино. Схожую сигнатуру имеет ряд других фоновых процессов.

Оптимизация отборов проводилась на данных Монте-Карло симуляции работы детектора ATLAS в течении второго сеанса набора данных. Сигнальные и фоновые процессы описаны в таблице 1.

Сигнал	
QCD ZZ	КХД рождение двух Z-бозонов и последующий распад в $ll\nu\nu$
EWK ZZ	Электрослабое рождение двух Z-бозонов и последующий распад в $ll\nu\nu$
Фон	
Zj	рождение Z-бозона и струи, с распадом Z-бозона в пару заряженных лептонов и большим ложным потерянным поперечным импульсом
WZ	рождение пары бозонов Z и W, с распадом Z-бозона в пару заряженных лептонов и лептонным распадом W
tt	рождение пары топ-кварков и последующим распадом включающим конечное состояние $ll\nu\nu$ (не резонансное рождение $ll\nu\nu$)
WW	рождение пары W с распадом в $ll\nu\nu$ (не резонансное рождение $ll\nu\nu$)
Wt	рождение W и топ-кварка и распадом в конечное состояние, содержащее $ll\nu\nu$ (не резонансное рождение $ll\nu\nu$)
VVV	рождение трех векторных бозонов ($V = W$ или Z)
Other (ttV, ttVV)	рождение пары топ-кварков и одного или двух векторных бозонов

Таблица 1: Сигнальные и основные фоновые процессы для процесса инклюзивного рождения ZZ и последующего распада в $ll\nu\nu$

В ходе работы искались пороги на следующие переменные: потерянный поперечный импульс - E_T^{miss} , $\Delta R_{ll} - \Delta R^1$ между двумя заряженными лептонами, $\Delta\phi(\vec{E}_T^{miss}, \vec{p}_T^{ll}) - \Delta\phi$ между Z-бозонами, число b-струй, MET-значимость, отношение E_T^{miss}/H_T , где H_T скалярная сумма поперечных импульсов отобранных струй и заряженных лептонов.

События перед непосредственной оптимизацией предварительно отбирались по следующим критериям:

$$^1\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$$

- В событии два разноименно-заряженных лептона одного аромата ($e+e-$ или $\mu+\mu-$), при этом, поперечный импульс первого больше 30 ГэВ, второго больше 20 ГэВ;
- Вето на третий заряженный лептон;
- $76 \text{ ГэВ} < M_{ll} < 106 \text{ ГэВ}$, где M_{ll} - инвариантная масса двух заряженных лептонов;
- $E_T^{miss} > 70 \text{ ГэВ}$.

Таким образом в ходе оптимизации искался максимум сигнальной значимости как функции шести переменных. В таблице 2 представлены отборы, полученные в ходе оптимизации, значение сигнальной значимости, отношение числа сигнальных событий к фоновым, число фоновых и сигнальных событий, до и после оптимизации. В таблице 3 представлены числа сигнальных и фоновых процессов для каждого источника сигнала и фона до и после оптимизации.

Переменная	До	После
E_T^{miss} значимость	—	>10
E_T^{miss} , ГэВ	—	—
ΔR_{ll}	—	<1.8
$\Delta\phi(\vec{E}_T^{miss}, \vec{p}_T^{ll})$	—	>2.3
Число b-струй	—	<1
E_T^{miss}/H_T	—	>0.5
Сигнальная значимость	7.43 ± 0.03	44.7 ± 0.4
Сигнал/Фон	0.007	1.43
Число сигнальных событий	7858 ± 28	1959 ± 15
Число фоновых событий	$(1123 \pm 4) \cdot 10^3$	1370 ± 22

Таблица 2: Результаты оптимизации инклюзивного рождения ZZ

	До	После
Сигнал		
QCD ZZ	7596 \pm 28	1946 \pm 15
EWK ZZ	262 \pm 2	13.0 \pm 0.4
Total signal	7858 \pm 28	1959 \pm 15
Фон		
Zj	962833 \pm 4057	181 \pm 20
WZ	11338 \pm 29	945 \pm 8
tt	123340 \pm 73	131 \pm 2
WW	5093 \pm 13	64.0 \pm 1.5
Wt	10251 \pm 41	41 \pm 3
VVV	41.8 \pm 0.3	7.88 \pm 0.10
Other	282 \pm 2	0.79 \pm 0.11
Total bkg.	(1123 \pm 4)·10 ³	1370 \pm 22

Таблица 3: Числа сигнальных и фоновых процессов для каждого источника сигнала и фона до и после оптимизации.

2.2 Оптимизация отборов в процессе электрослабого рождения пары Z-бозонов и последующего распада на пару заряженных лептонов и пару нейтрино.

В конечном состоянии электрослабого процесса кроме пары заряженных лептонов и большого потерянного поперечного импульса присутствуют как минимум две адронные струи. Процессы, являющиеся фоновыми для инклюзивного процесса $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$, также являются фоновыми и для электрослабого процесса $ZZjj \rightarrow ll\nu\nu jj$. Кроме того, процесс КХД рождения пары Z-бозонов является фоновым. В таблице 4 представлены сигнальные и фоновые процессы для процесса $ZZjj \rightarrow ll\nu\nu jj$.

События перед оптимизацией должны удовлетворять следующим критериям:

- В событии два разноименно-заряженных лептона одного аромата ($e+e-$ или $\mu+\mu-$), при этом, поперечный импульс первого больше 30 ГэВ, второго больше 20 ГэВ;
- Вето на третий заряженный лептон;
- $76 \text{ ГэВ} < M_{ll} < 106 \text{ ГэВ}$, где M_{ll} - инвариантная масса двух заряженных лептонов;
- $E_T^{miss} > 70 \text{ ГэВ}$.
- Число струй больше одной и произведение псевдобыстрот первых двух струй отрицательно.

Сигнал	
EWK ZZ	Электрослабое рождение двух Z-бозонов и последующий распад в $ll\nu\nu$
Фон	
QCD ZZ	КХД рождение двух Z-бозонов и последующий распад в $ll\nu\nu$
Zj	рождение Z-бозона и струи, с распадом Z-бозона в пару заряженных лептонов и большим ложным потерянными поперечным импульсом
WZ	рождение пары бозонов Z и W, с распадом Z-бозона в пару заряженных лептонов и лептонным распадом W
tt	рождение пары топ-кварков и последующим распадом включающим конечное состояние $ll\nu\nu$ (не резонансное рождение $ll\nu\nu$)
WW	рождение пары W с распадом в $ll\nu\nu$ (не резонансное рождение $ll\nu\nu$)
Wt	рождение W и топ-кварка и распадом в конечное состояние, содержащее $ll\nu\nu$ (не резонансное рождение $ll\nu\nu$)
VVV	рождение трех векторных бозонов ($V = W$ или Z)
Other (ttV, ttVV)	рождение пары топ-кварков и одного или двух векторных бозонов

Таблица 4: Сигнальные и основные фоновые процессы для процесса электрослабого рождения ZZ и последующего распада в $ll\nu\nu$

Исследование различных вариантов выбора tag-струй

Характерной особенностью всех VBF и VBS процессов является наличие двух высокоэнергетичных струй, летящих в противоположные торцы детектора под малыми углами, порожденных кварками сталкивающихся протонов и излучающих впоследствии векторные бозоны (рис. 3) [6]. Кандидаты в события электрослабого рождения двух Z-бозонов содержат больше одной адронной струи. Стало быть, стоит задача выбора пары адронных струй, порожденных кварками, излучившими векторные бозоны, из всех струй в событии. Далее, струи рожденные в процессе рассеяния векторных бозонов будут именоваться tag-струями.

В ходе работы рассматривались три способа выбора tag-струй: 1) выбор струй с максимальной и минимальной быстротой; 2) выбор струй с максимальной восстановленной энергией; 3) выбор струй с максимальным поперечным импульсом. Для каждого варианта выбора tag-струй проводилась оптимизация, причем во всех трех вариантах выбора использовались одинаковые предотборы и кинематические переменные. В ходе оптимизации искались отборы на следующие переменные: M_{jj} - инвариантная масса выбранных струй, E_T^{miss} значимость, $p_T(j_1)$ - поперечный импульс лидирующей струи, $p_T(j_2)$ - поперечный импульс сублидирующей струи, $\delta\eta(j_1, j_2)$ - модуль разницы псевдобыстрот двух струй, $Y(j_1) \times Y(j_2)$ произведение быстрот выбранных струй.

Как видно из таблицы (номер), наилучший отбор tag-струй осуществляется по поперечному импульсу. Везде далее подразумеваются две струи с максимальным поперечным импульсом.

В дальнейшем планируется продолжение исследования выбора tag-струй

на truth-уровне.

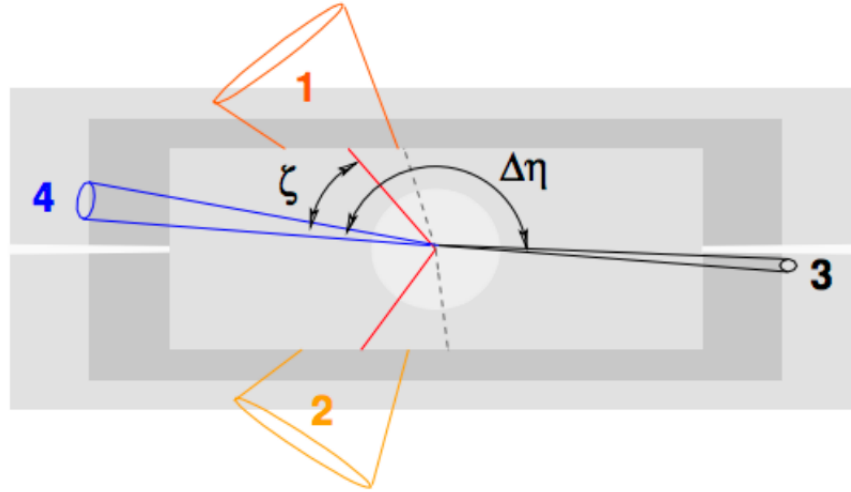


Рис. 3: Топология процесса электрослабого рождения пары векторных бозонов

Переменная	Выбор tag-струй по Y	Выбор tag-струй по E	Выбор tag-струй по p_T
E_T^{miss} signif.	>7	>7	>7
$M_{j_1 j_2}$, ГэВ	>550	>550	>550
$\Delta\eta(j_1 j_2)$	>0.8	>1.0	>1.0
$Y(j_1) \times Y(j_2)$	<2.2	<2.4	<2.2
$p_T(j_1)$, ГэВ	>40	>60	>80
$p_T(j_2)$, ГэВ	>40	>40	>50
Сигнальная значимость	1.34 ± 0.04	1.41 ± 0.04	1.51 ± 0.05
Число сигнальных событий	36.5 ± 0.8	35.0 ± 0.7	35.1 ± 0.7
Число фоновых событий	729 ± 31	609 ± 31	530 ± 30

Таблица 5: Результаты оптимизации электрослабого рождения ZZ с различными вариантами выбора tag-струй

Сравнение переменных, характеризующих вылет видимого Z -бозона относительно tag-струй

В предыдущих исследованиях электрослабого рождения пары векторных бозонов и пары струй (ссылка) в качестве одного из критериев отбора сигнальных событий применялось условие $Y(j_1) \times Y(j_2) < 0$ ($\eta(j_1) \times \eta(j_2) < 0$). Данное условие отсекает события, в которых tag-струи летят в одном направлении относительно оси пучка. Но из распределения по переменной

$Y(j_1) \times Y(j_2)$ видно, что жесткое ограничение на ведет к подавлению части сигнальных событий и уменьшению сигналной значимости (рис. 4).

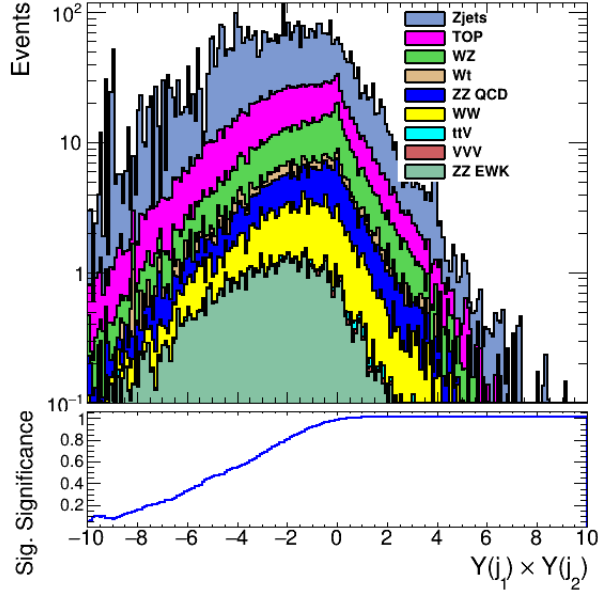


Рис. 4: Распределение сигнала и фона по произведению быстрот tag-струй

В последующем, было принято решение отказаться от жесткого условия $Y(j_1) \times Y(j_2) < 0$ и были рассмотрены альтернативные переменные, характеризующие вылет видимого Z-бозона относительно tag-струй. Рассматривались три переменные: $\Delta\eta + (-)$ - разница псевдобыстрот струи с максимальной(минимальной) псевдобыстотой и лептона с максимальной(минимальной) псевдобыстотой; $\Delta Y(Z, j_{max(min)})$ - разница быстрот видимого Z-бозона и струи с максимальной(минимальной) быстотой; ζ - центральность (3) Z-бозона относительно tag-струй [7].

$$\zeta = \left| \frac{Y(Z) - \frac{Y(j_1) + Y(j_2)}{2}}{Y(j_1) - Y(j_2)} \right| \quad (3)$$

Форма распределений данных переменных выглядит похожей. Для сравнения их эффективности проводилось сравнение результатов оптимизации при одинаковых условиях. Оптимизация проводилась по следующим переменным: M_{jj} - инвариантная масса выбранных струй, E_T^{miss} значимость, $p_T(j_1)$ - поперечный импульс лидирующей струи, $p_T(j_2)$ - поперечный импульс сублидирующей струи. При этом рассматривались разные варианты комбинаций сравниваемых переменных:

1. Одновременная оптимизация сразу трех переменных $\Delta Y(Z, j_{max(min)})$, $\Delta\eta + (-)$, ζ ;
2. Одновременная оптимизация пар $\Delta Y(Z, j_{max(min)})$ и ζ , $\Delta\eta + (-)$ и ζ ;

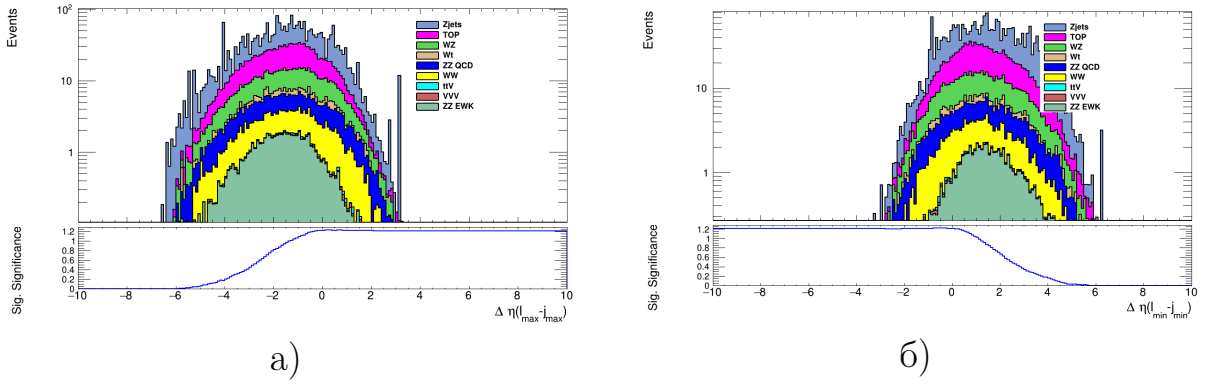


Рис. 5: Распределение сигнала и фона по переменным $\Delta\eta(+(-))$ слева (справа).

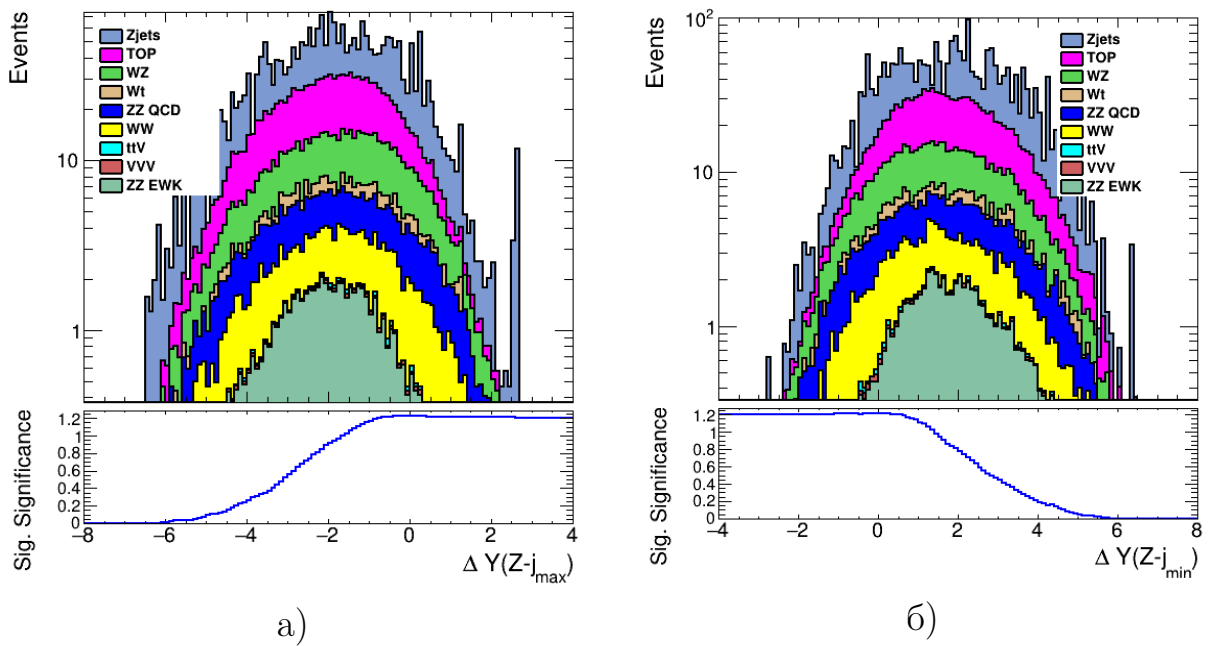


Рис. 6: Распределение сигнала и фона по переменным $\Delta Y(Z, j_{max(min)})$ слева (справа).

3. Оптимизация с каждой переменной в отдельности.

В результате сравнения различных вариантов оптимизации было показано, что переменные ведут себя похожим образом и разница в результатах оптимизации минимальна и лежит в пределах статистической погрешности. Но тем не менее вариант оптимизации с использованием одной лишь переменной $\Delta Y(Z, j_{max(min)})$ является наилучшим и в последующей работе будет использоваться только он.

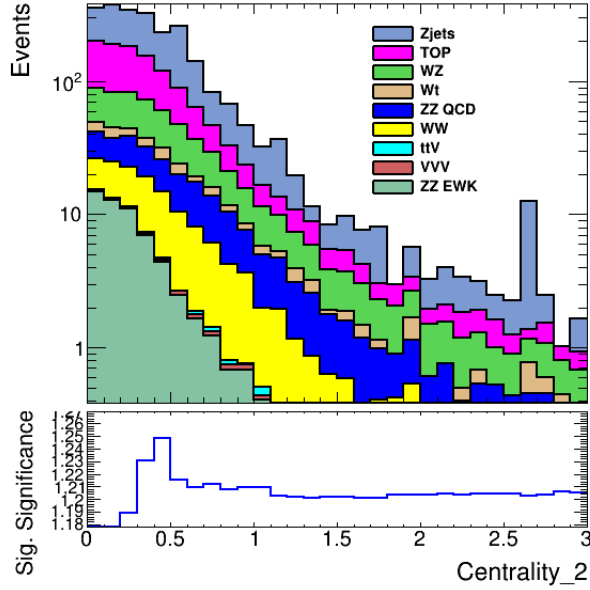


Рис. 7: Распределение сигнала и фона по переменной ζ

Переменная	$\Delta Y, \Delta \eta$ и ζ	$\Delta \eta$ и ζ	$\Delta \eta$	ΔY и ζ	ΔY	ζ
E_T^{miss} значимость	>6	>6	>6	>6	>6	>6
$M_{j_1 j_2}$, ГэВ	>600	>600	>600	>600	>600	>600
$p_T(j_1)$, ГэВ	>90	>80	>80	>90	>90	>100
$p_T(j_2)$, ГэВ	>50	>50	>50	>50	>50	>50
$\Delta Y(Z, j_{max})$	<-0.3	—	—	<-0.3	<-0.3	—
$\Delta Y(Z, j_{min})$	>-0.3	—	—	>-0.3	>-0.3	—
$\Delta \eta+$	<0.9	<0.0	<0.0	—	—	—
$\Delta \eta-$	>-1.2	>-0.5	>-0.5	—	—	—
ζ	no cut	no cut	—	no cut	—	<0.5
Сигнальная значимость	1.54 ± 0.5	1.52 ± 0.5	1.52 ± 0.5	1.54 ± 0.5	1.54 ± 0.5	1.51 ± 0.5
Число сигнальных событий	35.3 ± 0.7	35.0 ± 0.7	35.0 ± 0.7	35.3 ± 0.7	35.3 ± 0.7	35.2 ± 0.7
Число фоновых событий	513 ± 29	516 ± 29	516 ± 29	514 ± 29	514 ± 29	534 ± 29

Таблица 6: Результаты оптимизации электрослабого рождения ZZ с различными вариантами выбора переменных. « — » - переменная не участвовала в оптимизации; no cut - оптимальный вариант - неограничивать переменную.

Исследование эффективности переменной p_T -balance

Продукты конечного состояния электрослабого рождения пары Z -бозонов и пары струй связаны между собой законами сохранения. Так, например, если рассматривать процесс изображенный на диаграмме (рис. 8), и предполагая, что поперечные импульсы кварков начального состояния пренебрежимо малы, можно сказать, что полный поперечный импульс данного конечного состояния должен стремиться к нулю.

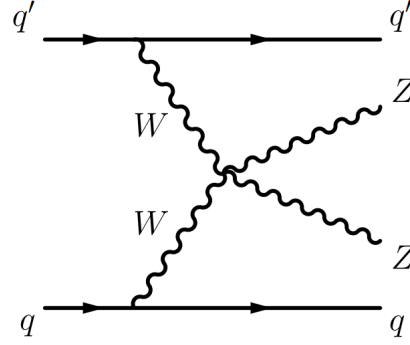


Рис. 8: Одна из диаграмм Фейнмана VBS рождения пары Z -бозонов

Действительно, если считать начальные поперечные импульсы кварков равными нулю, тогда поперечные импульсы промежуточных W -бозонов будут равны поперечным импульсам кварков конечного состояния (4). Сумма поперечных импульсов промежуточных W -бозонов, при этом, будет равна сумме поперечных импульсов Z -бозонов конечного состояния (5). Из чего следует, что полный поперечный импульс кварков и Z -бозонов конечного состояния будет близок к нулю (6).

$$\vec{p}_T^{q_1} = -\vec{p}_T^{W_1}, \quad \vec{p}_T^{q_2} = -\vec{p}_T^{W_2} \quad (4)$$

$$\vec{p}_T^{W_1} + \vec{p}_T^{W_2} = \vec{p}_T^{Z_1} + \vec{p}_T^{Z_2} \quad (5)$$

$$\vec{p}_T^{Z_1} + \vec{p}_T^{Z_2} + \vec{p}_T^{q_1} + \vec{p}_T^{q_2} \rightarrow 0 \quad (6)$$

Стало быть, векторная сумма поперечных импульсов tag-струй, заряженных лептонов и потерянного поперечного импульса должна стремиться к нулю в пределах приборной погрешности детектора (7). Причем отличие от нуля этой векторной суммы будет тем больше, чем больше абсолютные значения импульсов каждой частицы конечного состояния. Для избавления от масштабной зависимости и для обезразмеривания величины, характеризующей полный поперечный импульс конечного состояния векторная сумма поперечных импульсов конечного состояния делится на скалярную сумму тех же поперечных импульсов. Полученная таким путем величина изменяется в пределах от нуля до единицы и часто обозначается как p_T -balance (8).

$$\vec{E}_T^{miss} + \vec{p}_T^Z + \vec{p}_T^{j_1} + \vec{p}_T^{j_2} \rightarrow 0 \quad (7)$$

$$p_T\text{-balance} = \frac{|\vec{E}_T^{miss} + \vec{p}_T^Z + \vec{p}_T^{j_1} + \vec{p}_T^{j_2}|}{E_T^{miss} + p_T^Z + p_T^{j_1} + p_T^{j_2}} \quad (8)$$

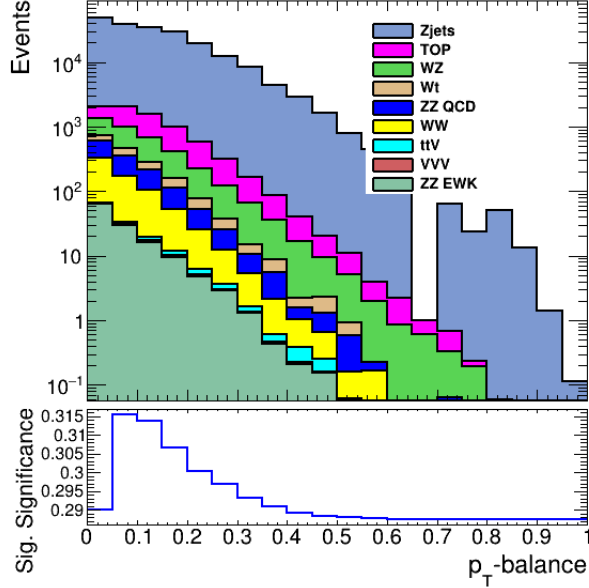


Рис. 9: Распределение сигнала и фона по переменной $p_T\text{-balance}$ и зависимость сигнальной значимости от верхнего порога на переменную $p_T\text{-balance}$.

Из распределения сигнала и фона по переменной $p_T\text{-balance}$ и зависимости сигнальной значимости от верхнего порога на $p_T\text{-balance}$ видно, что ограничивая сверху эту переменную можно исключить значительную часть фоновых событий, заметно увеличив при этом сигнальную значимость.

Из таблицы 7 видно, что с использованием переменной $p_T\text{-balance}$ достигается большая сигнальная значимость и подавляется большее число фоновых событий.

Переменная	С p_T -balance	Без p_T -balance
E_T^{miss} значимость	>6	>6
$M_{j_1 j_2}$, ГэВ	>550	>550
$p_T(j_1)$, ГэВ	>80	>80
$p_T(j_2)$, ГэВ	>40	>40
E_T^{miss} , ГэВ	>100	>100
$p_T(Z)$, ГэВ	>20	>20
$\Delta Y(Z, j_{max})$	<0.3	<0.3
$\Delta Y(Z, j_{min})$	>-0.3	>-0.3
p_T -balance	<0.14	—
Сигнальная значимость	1.61 ± 0.05	1.56 ± 0.04
Число сигнальных событий	35.0 ± 0.7	39.8 ± 0.8
Число фоновых событий	460 ± 25	641 ± 26

Таблица 7: Результаты оптимизации электрослабого рождения ZZ с использованием переменной p_T -balance и без.

Оптимизация с условием сохранения большего числа сигнальных событий

Электрослабое рождение пары Z-бозонов является очень редким процессом и добиться значительного подавления сигнала над фоном на основе ограничений на кинематические переменные очень сложно. Лучшие результаты, которые удавалось получить таким образом имеют все еще не большую сигнальную значимость с довольно большой неопределенностью. В таблице 8 представлен вариант оптимизации, в котором искался максимум сигнальной значимости без условия на минимальное число сигнальных событий. При этом достигнута большая сигнальная значимость, по сравнению с результатами, показанными выше, за счет большего подавления сигнальных и фоновых событий. Большая погрешность сигнальной значимости связана с большой статистической погрешностью числа фоновых событий.

Улучшить отбор событий в данной ситуации возможно с привлечением методов машинного обучения. При этом, используемый набор данных должен содержать максимально большое число сигнальных событий при не очень большом числе фоновых событий. Для выделения такого набора данных проводилась оптимизация с условиями, что число сигнальных событий больше 45, 50 и 55. Ограничения на переменные, полученные в результате оптимизации, сигнальная значимость и число сигнальных и фоновых событий представлены в таблице 9. В таблице 10 представлены числа событий для каждого сигнального и фонового процесса для каждого варианта оптимизации.

Переменная	Порог
E_T^{miss} значимость	>8
$M_{j_1 j_2}$, ГэВ	>700
$p_T(j_1)$, ГэВ	>60
$p_T(j_2)$, ГэВ	>40
ζ	<0.5
$\Delta\eta+$	<-0.1
$\Delta\eta-$	—
p_T -balance	<0.02
Сигнальная значимость	2.5 ± 0.6
Число сигнальных событий	9.3 ± 0.3
Число фоновых событий	11 ± 7

Таблица 8: Результаты оптимизации электрослабого рождения ZZ без ограничения минимального числа сигнальных событий и поиском максимальной сигнальной значимости.

Переменная	Число сиг- нальных событий >45	Число сиг- нальных событий >50	Число сиг- нальных событий >55
E_T^{miss} значимость	>6	>6	>6
$M_{j_1 j_2}$, ГэВ	>500	>400	>400
$p_T(j_1)$, ГэВ	>80	>90	>80
$p_T(j_2)$, ГэВ	>40	>30	—
E_T^{miss} , ГэВ	>90	>90	>90
$p_T(Z)$, ГэВ	>10	>20	>10
$\Delta Y(Z, j_{max})$	<0.3	<0.3	<0.3
$\Delta Y(Z, j_{min})$	>-0.3	>-0.3	—
p_T -balance	<0.28	<0.3	<0.32
Сигнальная значимость	1.49 ± 0.4	1.42 ± 0.4	1.36 ± 0.3
Число сигнальных событий	45.0 ± 0.8	50.1 ± 0.8	55.0 ± 0.9
Число фоновых событий	898 ± 34	1235 ± 55	1614 ± 63

Таблица 9: Результаты оптимизации электрослабого рождения ZZ с различными ограничениями минимального числа сигнальных событий.

Сигнал			
EWK ZZ	45.0±0.8	50.1±0.8	55.0±0.9
Фон			
QCD ZZ	55.6 ±0.9	84.3 ±1.3	110.9 ±1.6
Zμμ	209 ±22	254 ±22	375 ±33
Zee	108 ±25	118±50	199 ±53
Zττ	2.1 ±0.4	3.5 ±0.7	4.2 ±0.8
WZ	146.8 ±1.1	213.4 ±1.4	257.5 ±1.6
tt	312 ±4	452 ±4	531 ±5
WW	42.9 ±1.2	73.6 ±1.6	90.6 ±1.7
Wt	20.7 ±1.7	33.6 ±2.3	42.3 ±2.5
VVV	1.06 ±0.07	1.58 ±0.8	1.93 ±0.8
Other	0.85 ±0.14	1.23 ±0.18	1.49±0.19
Total bkg.	898±34	1235±55	1614±63

Таблица 10: Число сигнальных и фоновых событий для каждого источника сигнала и фона для разных результатов оптимизации электрослабого рождения ZZ с различными ограничениями минимального числа сигнальных событий.

3 Заключение

В результате работы на основе работы улучшенного метода оптимизации была получена наилучшая комбинация отборов на переменные для инклюзивного процесса $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$. Предложенные отборы были приняты группой и использовались в дальнейшем анализе.

В ходе изучения электрослабого процесса $ZZjj \rightarrow ll\nu\nu jj$:

- были рассмотрены три способа выбора tag-струй и выбран наиболее эффективный;
- было произведено сравнение переменных, характеризующих вылет Z -бозона относительно tag-струй;
- была предложена переменная p_T -balance и продемонстрирована ее эффективность;
- была произведена предварительная оптимизация с условием на минимальное число сигнальных событий.

В дальнейшем планируется продолжить улучшение качества отбора сигнальных событий для электрослабого процесса $ZZjj \rightarrow ll\nu\nu jj$. А именно:

- продолжить исследование способа наилучшего отбора tag-струй на truth уровне;
- улучшить оптимизацию отбора с помощью методов машинного обучения.

Список используемых источников

1. Measurement of ZZ production in the $ll\nu\nu$ final state with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / M. Aaboud // Journal of High Energy Physics.2019., No 10. ISSN 1029-8479.
2. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
3. ATLAS Computing : technical design report [Text]: Technical Design Report ATLAS (17) / ATLAS Collaboration. - Geneva : CERN, 2005. - 234 p.
4. Sinervo P. K.Signal significance in particle physics // Conference onAdvanced Statistical Techniques in Particle Physics. 2002. с. 64-76. arXiv:hep-ex/0208005.
5. Observation of electroweak production of two jets and aZ -boson pair with the ATLAS detector at the LHC. 2020. arXiv:2004.10612 [hep-ex].
6. Collaboration A.Observation of electroweak production of two jets andaZ-boson pair with the ATLAS detector at the LHC. 2020. arXiv:2004.10612 [hep-ex].
7. Rainwater D.,Szalapski R.,Zeppenfeld D.Probing color-singlet exchangeinZ+2-jet events at the CERN LHC // Physical Review D. 1996. т.54, No 11. с. 6680-6689. ISSN 1089-4918