

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

Москва 2020

# 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 . . . . .	12

# 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,  $\phi$  - азимутальный угол в плоскости  $xOy$ , перпендикулярной пучку, отсчитывается от оси  $x$ ,  $\theta$  - полярный угол, отсчитывается от оси  $Z$ . В основном при работе используется величина, зависящая от полярного угла  $\eta = -\ln\left(\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}\right)$ , 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).

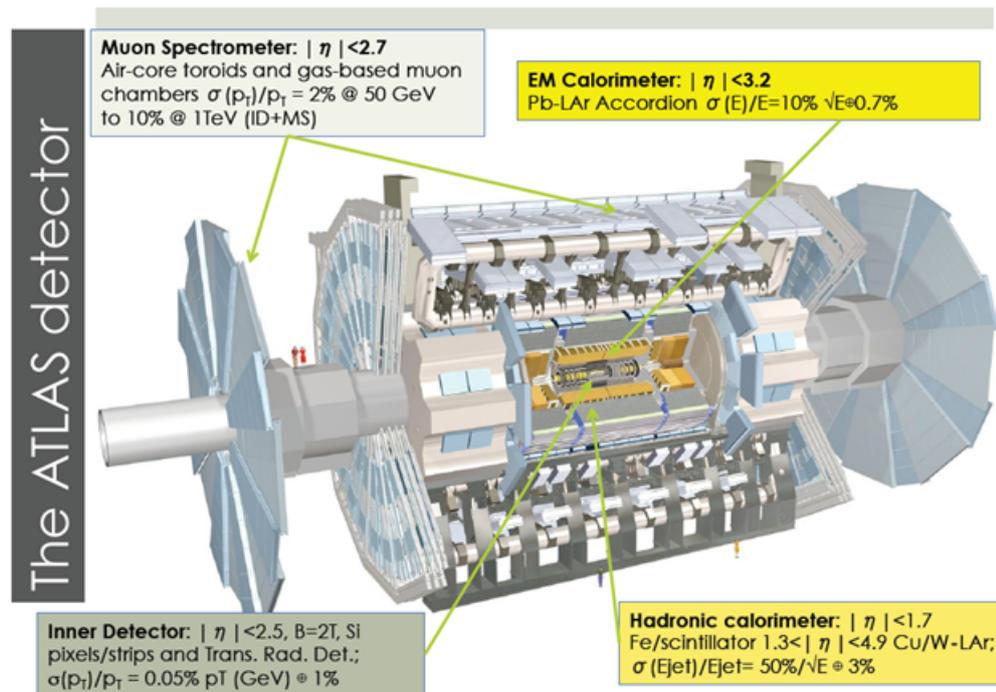


Рис. 1: Детектор ATLAS

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:

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

где S.S. - 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.

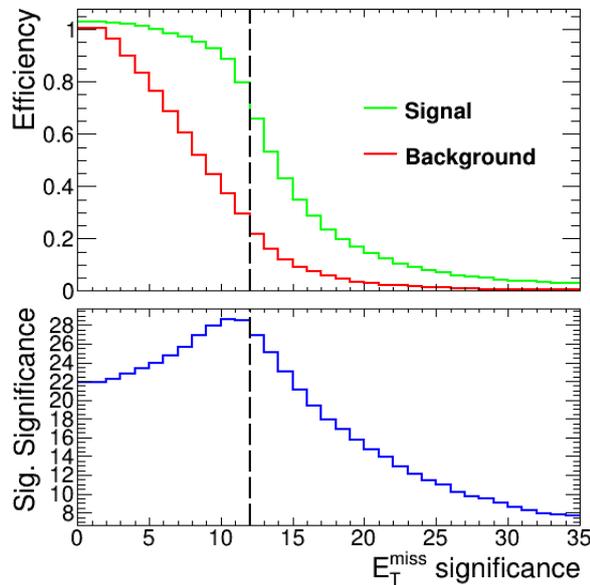


Рис. 2: Зависимости сигнальной и фоновой эффективностей и сигнальной значимости от значимости потерянного поперечного импульса.

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

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

В работе сигнальная значимость рассматривается как функция многих переменных. В ходе оптимизации ищется вектор отборов на переменные, при котором достигается максимум сигнальной значимости.

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

Среди всех двубозонных 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;
- $E_T^{miss} > 90 \text{ ГэВ}$ .

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	—	$>90$
$\Delta R_{ll}$	—	$<1.8$
$\Delta\phi(\vec{E}_T^{miss}, \vec{p}_T^{ll})$	—	$>2.5$
Число b-струй	—	$<1$
$E_T^{miss}/H_T$	—	$>0.6$
Сигнальная значимость	9.20	44.28
Сигнал/Фон	0.016	1.57
Число сигнальных событий	$5235 \pm 21$	$1799 \pm 14$
Число фоновых событий	$321835 \pm 1686$	$1146 \pm 19$

Таблица 2: Результаты оптимизации инклюзивного рождения ZZ

	До	После
Сигнал		
QCD ZZ	5039 $\pm$ 21	1790 $\pm$ 14
EWK ZZ	196.3 $\pm$ 1.6	8.7 $\pm$ 0.3
Total signal	5235 $\pm$ 21	1799 $\pm$ 14
Фон		
Zj	228887 $\pm$ 1684	110 $\pm$ 18
WZ	6013 $\pm$ 20	836 $\pm$ 7
tt	77807 $\pm$ 60	104 $\pm$ 2
WW	2462 $\pm$ 9	56.1 $\pm$ 1.4
Wt	5949 $\pm$ 40	31 $\pm$ 3
VVV	33.2 $\pm$ 0.2	6.95 $\pm$ 0.09
Other	683 $\pm$ 3	2.22 $\pm$ 0.13
Total bkg.	321835 $\pm$ 1686	1146 $\pm$ 19

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;
- $E_T^{miss} > 90 \text{ ГэВ}$ .
- 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  $ll\nu\nu$

В ходе работы искались пороги на следующие переменные:  $E_T^{miss}$ -значимость,  $M_{j_1j_2}$  - масса первых двух струй,  $\Delta\eta(j_1j_2)$ , число b-струй и поперечные импульсы первой и второй струи -  $p_T(j_1)$  и  $p_T(j_2)$ .

Таким образом в ходе оптимизации искался максимум сигнальной значимости как функции шести переменных. В таблице 5 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 6 представлены числа сигнальных и фоновых процессов для каждого источника сигнала и фона до и после оптимизации.

Переменная	До	После
$E_T^{miss}$ -значимость	—	$>10$
$M_{j_1 j_2}$ , ГэВ	—	$>780$
$\Delta\eta(j_1 j_2)$	—	$>1.6$
Число b-струй	—	$<1$
$p_T(j_1)$ , ГэВ	—	$>60$
$p_T(j_2)$ , ГэВ	—	$>50$
Сигнальная значимость	0.36	1.53
Сигнал/Фон	$1.2 \times 10^{-3}$	0.18
Число сигнальных событий	$114.5 \pm 1.2$	$13.5 \pm 0.4$
Число фоновых событий	$98407 \pm 784$	$74 \pm 3$

Таблица 5: Результаты оптимизации электрослабого рождения ZZ

	До	После
Сигнал		
EWK ZZ	$114.5 \pm 1.2$	$13.5 \pm 0.4$
Фон		
QCD ZZ	$598 \pm 4$	$9.5 \pm 0.4$
Zj	$64930 \pm 783$	$4 \pm 2$
WZ	$1479 \pm 5$	$22.5 \pm 0.3$
tt	$29010 \pm 36$	$29.5 \pm 1.2$
WW	$427 \pm 4$	$5.8 \pm 0.4$
Wt	$1703 \pm 22$	$2.5 \pm 0.8$
VVV	$7.20 \pm 0.12$	$0.141 \pm 0.015$
Other	$253.6 \pm 1.6$	$0.29 \pm 0.06$
Total bkg.	$98407 \pm 784$	$74 \pm 3$

Таблица 6: Числа сигнальных и фоновых процессов для каждого источника сигнала и фона до и после оптимизации.

### 3 Заключение

В результате работы были получены наилучшие отборы на переменные для инклюзивного процесса  $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$  и для электрослабого процесса  $ZZjj \rightarrow ll\nu\nu jj$ .

Описанный метод оптимизации был предложен и успешно применяется в анализе данных эксперимента ATLAS.

В дальнейшем планируется улучшение оптимизации отборов в процессе  $ZZjj \rightarrow ll\nu\nu jj$  посредством отыскания переменных, эффективно подавляющих фон.

## 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].