

# Поиск новой физики в процессе распада Z-бозона на лептонную пару и фотон по данным с детектора ATLAS на Большом адронном коллайдере

А.Г. Харламов, Т.А. Харламова, В.Н. Жабин, А.С. Купич

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

A.G.Kharlamov@inp.nsk.su

В 2023 году исполняется 50 лет с момента открытия нейтральных токов и 40 лет с момента обнаружения W- и Z- бозонов. Данные открытия сыграли важную роль при создании одной из самых точных теорий в физике – Стандартной модели. После открытия Хиггс бозона в 2012 году, “минимальная” Стандартная модель была подтверждена и взоры физического сообщества устремились к Новой физике – явлениям, не укладывающимся в Стандартную модель. В данной статье мы представляем одно из последних исследований в физике Z- бозона: изучение его распада на 2 лептона и фотон с рекордной точностью. Систематические неопределённости измерения дифференциальных распределений не превышают 0.6%. Благодаря возможностям Большого адронного коллайдера количество зарегистрированных распадов процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$  возросло более, чем на два порядка по сравнению с таким же измерением на коллайдере LEP. Инвариантная масса лептона и фотона при регистрации фотонов с высоким порогом пробегает все значения от 0 до массы Z-бозона  $M_Z = 91,2 \text{ ГэВ}/c^2$ . Таким образом, для процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$  сложилось уникальное сочетание высокой точности измерения и больших доступных энергетических масштабов. При значении этой массы  $M_{l\gamma} = 80,4 \text{ ГэВ}/c^2$  точность измерения позволяет измерить парциальную ширину Z-бозона величиной  $10^{-7}$  от полной ширины распада Z-бозона. Столь высокая точность при сравнительно больших масштабах энергии открывает новые возможности в поисках отклонений от предсказаний Стандартной модели. В целом предсказания последних версий современных генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh хорошо описывают экспериментальные данные для процесса распада  $Z \rightarrow 2l\gamma$ , в тоже время, небольшие отклонения присутствуют вблизи границ фазового объема:  $20 < M_{ll} < 45 \text{ ГэВ}$ ,  $\Delta R_{l\gamma} \approx 2.5$ ,  $M_{l\gamma} \approx 80 \text{ ГэВ}$ . Значимость отклонения при  $M_{l\gamma} \approx 80 \text{ ГэВ}$  превышает  $3\sigma$ .

**Ключевые слова:** Новая физика, Большой адронный коллайдер, распад Z-бозона.

PACS numbers: 14.70.Np, 12.15.-y, 12.15.Lk, 12.20.-m, 12.38.-t, 12.60.-l, 13.40.Ks

---

## Содержание

1. Введение
2. Эксперимент ATLAS, наборы данных и моделирования, использованные в анализе.
3. Отбор событий  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  и оценка фона.
4. Результаты анализа  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  и систематические неопределённости.
5. Первое наблюдение процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ .
6. Заключение.

## Список литературы.

### 1. Введение

Поиск Новой физики является одной из наиболее актуальных проблем в области физики высоких энергий и в физике в целом.

Стандартная модель (СМ) физики частиц – прекрасно работающая теория, которая позволяет объяснить и предсказать практически все явления, наблюдаемые в экспериментах по физике высоких энергий [1]. Триумфом стандартной модели было открытие  $Z$  и  $W$ -бозонов с предсказанными массами [2,3]. Открытие Бозона Хиггса в 2012 году на Большом адронном коллайдере (БАК) стало завершающим кирпичиком в построении СМ [4]. Усилия физиков после открытия Бозона Хиггса были перенесены на поиски Новой физики — явлений за рамками Стандартной модели.

Указаниями на отклонения от Стандартной модели являются:

1. Нейтринные осцилляции (нарушающие лептонное число) и наличие массы нейтрино. Характерные энергетические масштабы составляют 1 эВ или меньше [5];
2. Барионная асимметрия вселенной: условия Сахарова [6] требуют СР-нарушения (СР-нарушение обнаружено, но его величина не достаточна для объяснения барионной асимметрии вселенной [7]), не стационарность вселенной [8], нарушение барионного числа (не обнаружено, естественный масштаб энергии имеет порядок массы протона или его возбужденных состояний);
3. Темная материя и кривые вращения галактик [9] (частицы, составляющие темную материю не обнаружены);
4. Аномальный магнитный момент мюона (имеются отклонения более  $4\sigma$  (стандартных отклонений) от предсказаний СМ) [10];

5. Иерархия масс и масштабов энергии и проблема тонкой настройки. Сокращение расходимости петлевых поправок к массе бозона Хиггса [1] (предполагалось решение в виде суперсимметрии);
6. Отсутствие теории квантовой гравитации [11].

Список явлений, приведенный здесь, не полон, например, перечисление явлений во флэйворном секторе, которые могут быть вызваны отклонениями от СМ, может занять несколько страниц [12].

Основной гипотезой Новой физики служила Суперсимметрия, являющаяся «красивым» кандидатом для решения «теоретических проблем» СМ: например, петли бозонов и фермионов в поправках к массе бозона Хиггса имеют разный знак и могут полностью сокращаться при наличии суперпартнеров у частиц Стандартной модели [13, 14].

Прошло уже более 10-ти лет с момента запуска Большого адронного коллайдера, но Новая физика так и не обнаружена, а верхние пределы на масштаб суперсимметрии в большинстве каналов превышают 1 ТэВ [15]. Это делает суперсимметрию непривлекательной для решения проблем, возникающих в Стандартной модели, так как потребуются тонкая подстройка параметров. Для сокращения петлевых поправок к массе бозона Хиггса потребуются подстройка параметров СМ от его массы до нескольких ТэВ, что выглядит не естественным (не натуральным [16]).

Для поиска Новой физики основными являются два подхода: 1) увеличение энергии коллайдеров — прямой поиск новых резонансов и частиц и 2) повышение точности прецизионных экспериментов и сравнение с расчетами Стандартной модели в высших порядках теории возмущений.

Первый путь пока не дал значительных результатов: явные указания на Новую физику не обнаружены, новые идеи практически отсутствуют, эксперименты пока позволили лишь поставить огромное количество верхних пределов на параметры моделей Новой физики.

В области прецизионных экспериментов наиболее ярким представителем является измерение аномального магнитного момента мюона,  $g - 2$ , [17], где имеется расхождение с предсказанием СМ на уровне более трех стандартных отклонений, и недавно было представлено новое измерение [18]. Следует обратить внимание не только на значимость отклонения измеренного значения от предсказаний, но и на саму величину отклонений.

Отклонение немного превышает вклад слабых поправок в расчет  $g - 2$ . Если использовать известное предположение, что вклад Новой физики в  $g - 2$  пропорционален квадрату энергетического масштаба  $\Lambda$ :

$$a_\mu(\text{N.P.}) = \mathcal{O}(1) \times \left(\frac{m_\mu}{\Lambda}\right)^2 \times \left(\frac{\delta m_\mu(\text{N.P.})}{m_\mu}\right),$$

и рассмотреть вклад слабых поправок, как пример «Новой, но хорошо известной» физики, то можно оценить масштаб Новой физики в 42—47 ГэВ:

$$\frac{a_\mu^{\text{EW}}}{\Delta a_\mu^{\text{today}}} = \frac{\Lambda_{\text{New}}^2}{\Lambda_{\text{EW}}^2},$$

$$\Lambda_{\text{New}}^2 = \frac{a_\mu^{\text{EW}}}{\Delta a_\mu^{\text{today}}} M_{W,Z}^2 = 42 - 47 \text{ GeV}^2,$$

где  $a_\mu^{\text{EW}} = 153.6(1.0) \times 10^{-11}$ ,  $\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{E821}} - a_\mu^{\text{SM}} = (251 \pm 59) \times 10^{-11}$

(оценка дана по обзору [19] и измерению [10]).

Для поиска новой физики на масштабах 42—47 ГэВ можно применить подход, промежуточный между повышением энергии и прецизионными низкоэнергетическими экспериментами. Идеальными экспериментами будут изучения распадов  $Z$ -бозона и бозона Хиггса, но очевидно, что требуются высокие точности измерения. Для бозона Хиггса потребуются новый инструмент (HL-LHC – модернизация Большого адронного коллайдера со значительным повышением светимости или Хиггс-фабрика – электрон-позитронный коллайдер с высокой светимостью при энергии рождения Хиггс-бозонов). Число родившихся на Большом адронном коллайдере  $Z$ -бозонов уже на много порядков превосходит число  $Z$ -бозонов, рожденных на LEP [20], т. е. БАК уже сейчас фактически является фабрикой  $Z$ -бозонов.

Нашей группой проведен анализ процесса  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  на детекторе ATLAS. Измерено дифференциальное распределение по инвариантной массе лептона и фотона. Инвариантная масса лептона и фотона в наших условиях отбора (подробное описание приведено в Разделе 3), распределена в интервале от 4 до 90 ГэВ и основная статистика находится в диапазоне энергий 40—70 ГэВ (Рис.1).

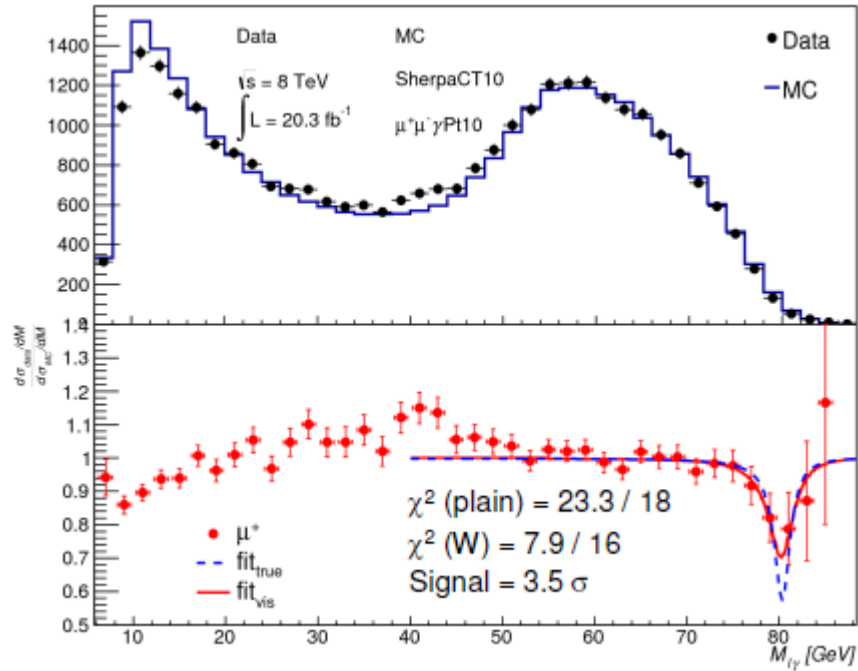


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе лептона и фотона в процессе  $p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  и его отношение к моделированию в древесном приближении. Линии на нижнем рисунке – пример поиска резонансов, линии соответствуют резонансной формуле с массой  $M_W$  и шириной  $\Gamma_W$ , амплитуда резонанса определяется из аппроксимации.  $\text{fit}_{\text{vis}}$  – линия с учетом разрешения детектора,  $\text{fit}_{\text{true}}$  – истинное распределение.

Научная новизна состоит в использовании промежуточного подхода между прецизионными измерениями и прямыми поисками Новой физики. Распределение по инвариантной массе лептона и фотона в процессе  $Z \rightarrow 2l\gamma$  не исследовалось в других работах. Новизна использования этого распределения состоит в том, что оно позволяет «просканировать» масштабы от 0 до массы  $Z$ -бозона,  $M_Z = 91,2 \text{ ГэВ}$ . Иными словами, участвующий в процессе виртуальный лептон с массой от 0 до  $M_Z$  позволяет проводить прямой поиск заряженных резонансов в этом диапазоне энергий. Также существует возможность сравнивать измерения с предсказанием СМ с высокой точностью.

Для описания проведенных измерений оказались важны петлевые поправки. Например, на Рис.1 видно значительное отклонение в распределении по инвариантной массе лептона и фотона от предсказания генератора событий Sherpa 1.4 ME( $Z \rightarrow 2l\gamma$ ) в ведущем приближении (т. н. древесное приближение). Для описания данных были использованы Монте-Карло генераторы событий, использующие расчет квантовой

электродинамики (КЭД) в однопетлевом приближении PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2, которые заметно лучше описывают экспериментальные данные (Рис. 2).

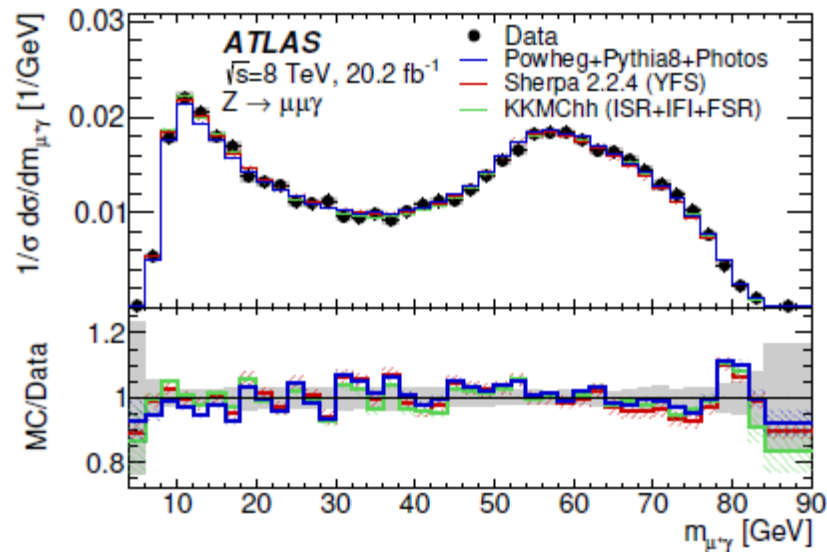


Рис. 2. Распределение по инвариантной массе лептона и фотона в процессе  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  и его отношение к моделированию NLO [68].

В основном результаты измерения согласуются с предсказаниями имеющихся генераторов PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2.4, но в некоторых областях на краях фазового пространства наблюдаются существенные отклонения (рис. 2). Например, если нарисовать зарядовую асимметрию между комбинациями инвариантных масс лептона с зарядом «плюс» и фотона,  $l^+\gamma$ , и лептона с зарядом «минус» и фотона,  $l^-\gamma$ , то при инвариантной массе лептона и фотона, равной массе  $W$ -бозона, наблюдается ненулевая асимметрия: локальное отклонение превышает 4 стандартных отклонения (Рис. 3).

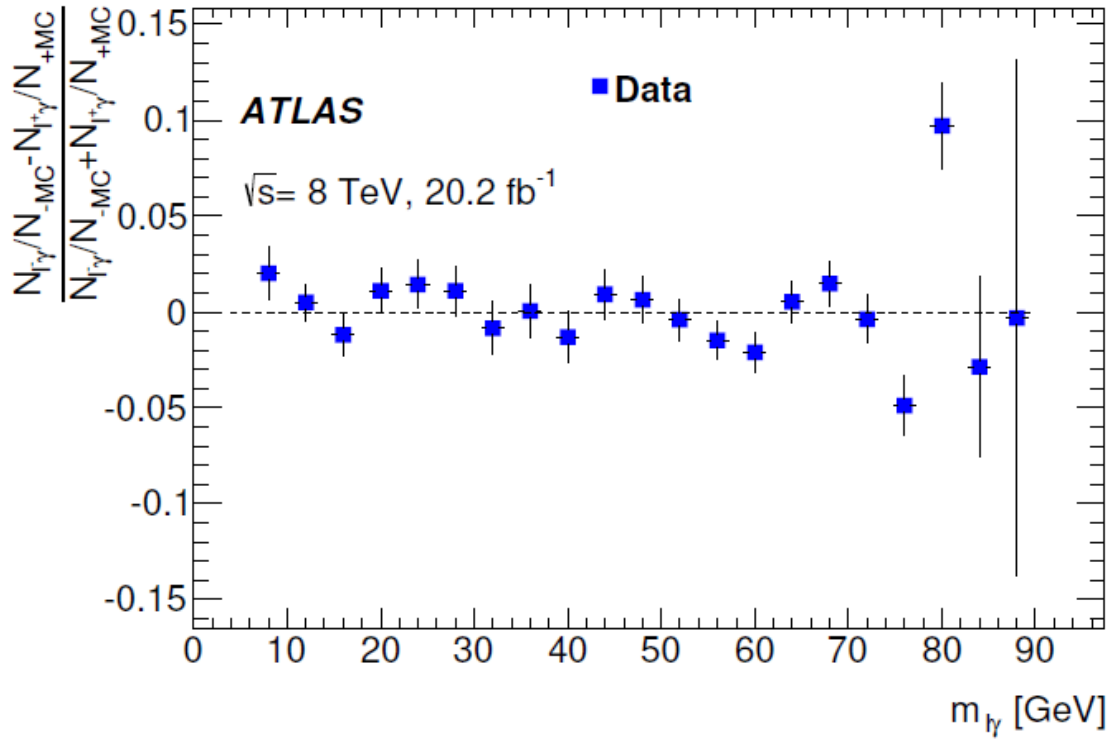


Рис.3 Зарядовая асимметрия в процессе  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ , приведённая к одному фазовому объёму для электронов и мюонов, число экспериментальных событий было поделено на число событий в моделировании [71].

Процесс распада  $Z \rightarrow 2l\gamma$  впервые изучался на LEP в эксперименте OPAL [21] (см. Рис. 4 и Таблицу 1), где в электрон-позитронных столкновениях в области энергии рождения  $Z$ -бозона было измерено распределение по энергии фотонов с порогом 100 МэВ и наблюдалось примерно 300 событий во всех 3-х каналах распада ( $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  и  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ ).

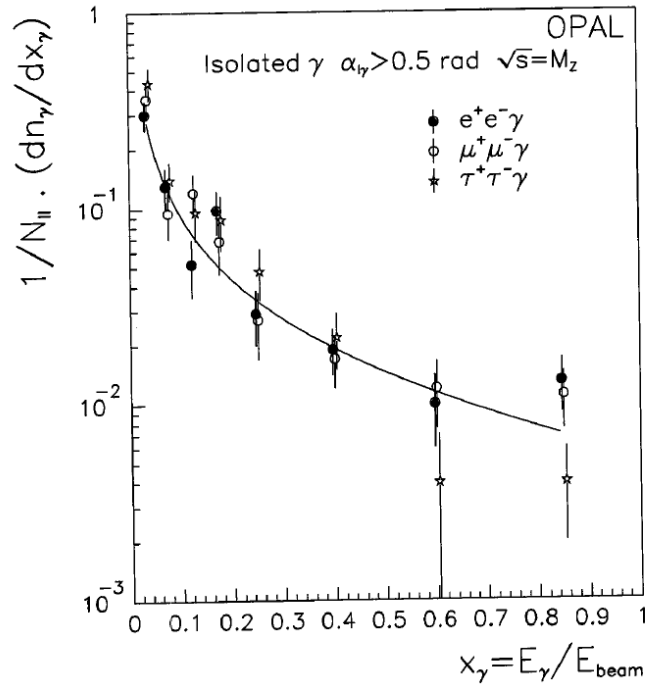


Рис. 4. Результаты измерений спектра фотонов в эксперименте OPAL в процессе  $Z \rightarrow 2l\gamma$  [21].

Таблица 1. Количество искомым событий в эксперименте OPAL в процессе  $Z \rightarrow 2l\gamma$  [21].  $N_{l\gamma}^{\text{coll}}$  - количество коллинеарных событий,  $N_{\gamma}$  - количество событий с фотоном в конечном состоянии.

Данные в пике Z			
$Z \rightarrow l^+l^-\gamma$	$e^+e^-(\gamma)$	$\mu^+\mu^-(\gamma)$	$\tau^+\tau^-(\gamma)$
$N_{l\gamma}^{\text{coll}}$	3698	3124	2661
$N_{\gamma}$ (данные)	123	108	103
$N_{\gamma}$ (MC)	$117 \pm 6$	$99 \pm 5$	$90 \pm 3$
$N_{\gamma} / N_{l\gamma}^{\text{coll}}$ (данные) ( $\times 10^{-2}$ )	$3.3 \pm 0.3$	$3.5 \pm 0.3$	$3.9 \pm 0.4$
$N_{\gamma} / N_{l\gamma}^{\text{coll}}$ (MC) ( $\times 10^{-2}$ )	$3.2 \pm 0.2$	$3.2 \pm 0.2$	$3.4 \pm 0.1$

Результатом эксперимента OPAL на LEP в данном канале стал верхний предел на относительную вероятность распада  $Z \rightarrow 2l\gamma$  в модели прямой вершины взаимодействия (Рис. 5):  $\text{Br}(Z \rightarrow 2l\gamma) < 5,6 \cdot 10^{-4}$ .



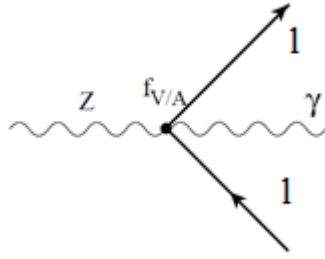


Рис. 5. Прямая вершина взаимодействия для процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$ .  $f_{V/A}$  – константа взаимодействия с векторной/аксиальной частью тока.

Данный верхний предел не перекрыт до сих пор. Одной из важных задач является извлечение вероятности распада  $\text{Br}(Z \rightarrow 2l\gamma)$  из экспериментально доступных распределений, используя модель прямой вершины.

Изучение процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$  на Большом адронном коллайдере проводилось детектором CMS [22] и точность измерений составила около 5 %. Помимо распределения по поперечному импульсу фотонов, CMS измерил также распределение по эффективному углу,  $dR$ , между лептоном и фотоном.

Выполненное нами измерение на детекторе ATLAS имеет сравнительно высокую точность: средняя систематическая неопределённость составляет 0,6 %. В эксперименте ATLAS было отобрано примерно по 30 000 событий в каждом из каналов распада  $Z$ -бозона (а именно — мюоном и электронном, распад на  $\tau$ -лептоны не исследовался). Современные экспериментальные данные имеют точность на порядок лучше, чем измерения на LEP.

Теоретическое описание распадов  $Z$ -бозона намного опередило экспериментальные возможности, доступные на LEP [23–28]. Расчеты для LHC отличаются тем, что в начальном состоянии имеются сильно взаимодействующие частицы и становятся важны поправки квантовой хромодинамики (КХД). При этом излучение из начального состояния не играет уже столь важной роли, как в  $e^+e^-$ -столкновениях. В работе [27] было показано, что поправки на излучение в конечном состоянии для процессов распада  $Z$ -бозона могут быть отделены от поправок КХД в начальном состоянии. Для описания поправок КЭД в конечном состоянии существуют несколько специализированных программ: PHOTOS [28–31], SANC [32] и PHOTONS++ [33]. Все три программы активно используются для моделирования процессов на LHC. Программа PHOTONS++ является частью генератора Sherpa и использует подход YFS [34] для учета инфракрасных расходимостей для излучения в конечном состоянии. PHOTOS использует

собственный подход к ресуммированию и экспоненцированию [29]. Программа SANC содержит поправки КЭД и электрослабые поправки в следующем за главным приближении (NLO). В версии программы ККМС-hh присутствует процесс Дрела-Яна  $p p \rightarrow Z \rightarrow ll$  [35] и электрослабые поправки реализованы с помощью того же программного кода, как и в SANC.

Данная статья расширяет работу [68], здесь впервые представлено распределение по зарядовой асимметрии (рис.3) и указывается на отклонение при  $M_{\gamma} = 80,4 \text{ ГэВ}/c^2$  (рис.1), а также произведено количественное сравнение результатов измерения из работы [68] с предсказаниями современных генераторов, рассчитаны  $\chi$ -квадраты согласия и значения вероятности. В целом анализ данных описан более подробно по сравнению с работой [68].

## **2. Эксперимент ATLAS наборы данных и моделирования, использованные в анализе.**

Детектор ATLAS [36] — универсальный магнитный детектор, расположен на Большом адронном коллайдере (БАК). Основной особенностью детектора является наличие азимутального магнитного поля в мюонной системе [37], что позволяет измерять импульс мюонов по отклонению траектории. Координаты мюонного трека регистрируются с высокой точностью дрейфовыми трубками и катодно-полосковыми камерами, разрешение модуля таких детекторов составляют 35—40 мкм [37]. В составе мюонной системы так же работают быстрые координатные детекторы, используемые в триггере — камеры с резистивными пластинами и камеры с тонким зазором. Они имеют относительно небольшое координатное разрешение 2—10 мм, но при этом обеспечивают быстрый отклик детектора со временем порядка 1—4 нс, что позволяет разделять по времени события из соседних столкновений. Столкновения пучков в БАК происходят каждые 25 нс.

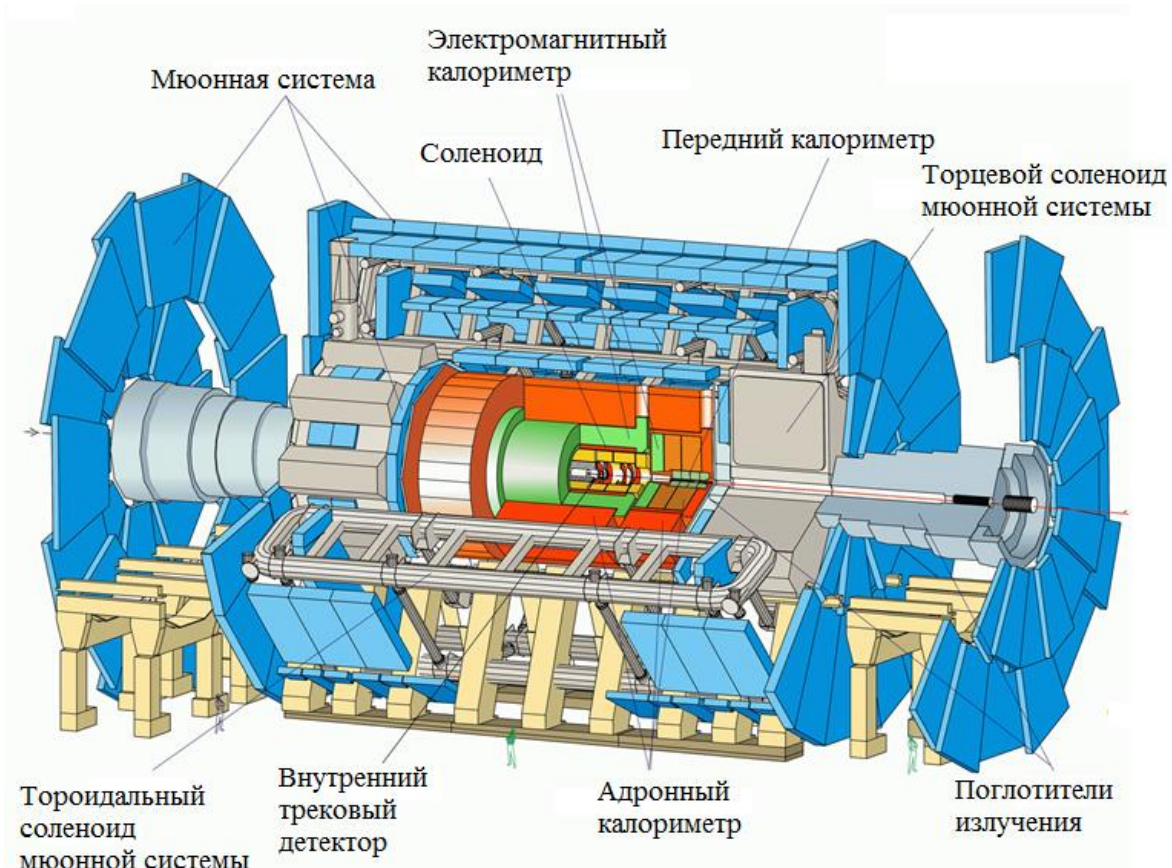


Рис. 6. Конструкция детектора ATLAS.

Ближе всего к месту встречи пучков расположен внутренний трековый детектор [38], предназначенный для регистрации направления вылета частиц из места столкновения пучков и восстановления точки столкновения. Внутренний детектор расположен в магнитном поле величиной около 2 Т, создаваемом сверхпроводящим соленоидом (см. Рис. 6), магнитное поле направлено вдоль оси пучков. Наличие магнитного поля позволяет определить импульс заряженных частиц по измеренному радиусу траектории. В состав внутреннего трекового детектора входят полупроводниковые пиксельные и полосковые детекторы, а так же детектор переходного излучения [39]. Разрешение пиксельного детектора составляет 10 мкм в плоскости перпендикулярной направлению пучков ( $R-\phi$ ) и 115 мкм в направлении вдоль пучков ( $Z$ ). Разрешение полоскового детектора составляет 17 мкм. Детектор переходного излучения предназначен для идентификации легких частиц, таких как электроны, и их отделения от тяжелых частиц, участвующих в сильном взаимодействии. Детектор переходного излучения состоит из тонкостенных дрейфовых трубок, при подлете к стенке заряженной частицы, в стенке возникает наведенный заряд (отражение), и при прохождении стенки заряд частицы «соприкасается» со своим отражением, что вызывает переходное излучение.

Низкоэнергетическое переходное излучение поглощается в рабочем газе на основе ксенона внутри трубок и регистрируется. Интенсивность переходного излучения зависит от скорости частицы, например, для электронов с энергией более 2 ГэВ от 7-ми до 10-ти трубок имеют большую амплитуду сигнала из-за переходного излучения. Всего частица пересекает 36 трубок при движении перпендикулярно оси пучков. Координатное разрешение трубок детектора переходного излучения составляет около 130 мкм.

Внутренний трековый детектор окружен электромагнитным калориметром на основе жидкого аргона [40]. Он предназначен для измерения энергии ливнеобразующих частиц, таких как электроны и фотоны, и измерения энергосодержания и геометрических параметров адронных струй (джетов). Электромагнитный калориметр расположен внутри трех криостатов: одного бочкообразного и двух торцевых. Внутри калориметра расположены пластины свинцового поглотителя и чувствительные электроды, они располагаются в форме волн (см. Рис. 7). Такое расположение электродов и поглотителя называется геометрией «аккордеона» и позволяет обеспечить высокую однородность и линейность отклика калориметра. Толщина электромагнитного калориметра составляет порядка 26 радиационных длин  $X_0$  в направлении, перпендикулярном оси пучков. Разрешение электромагнитного калориметра  $\sigma_E / E = 10.1 \% / \sqrt{E} \oplus 0.17 \%$  ( $E$  – энергия в ГэВ), что составляет около 1 % при энергии частиц 100 ГэВ.

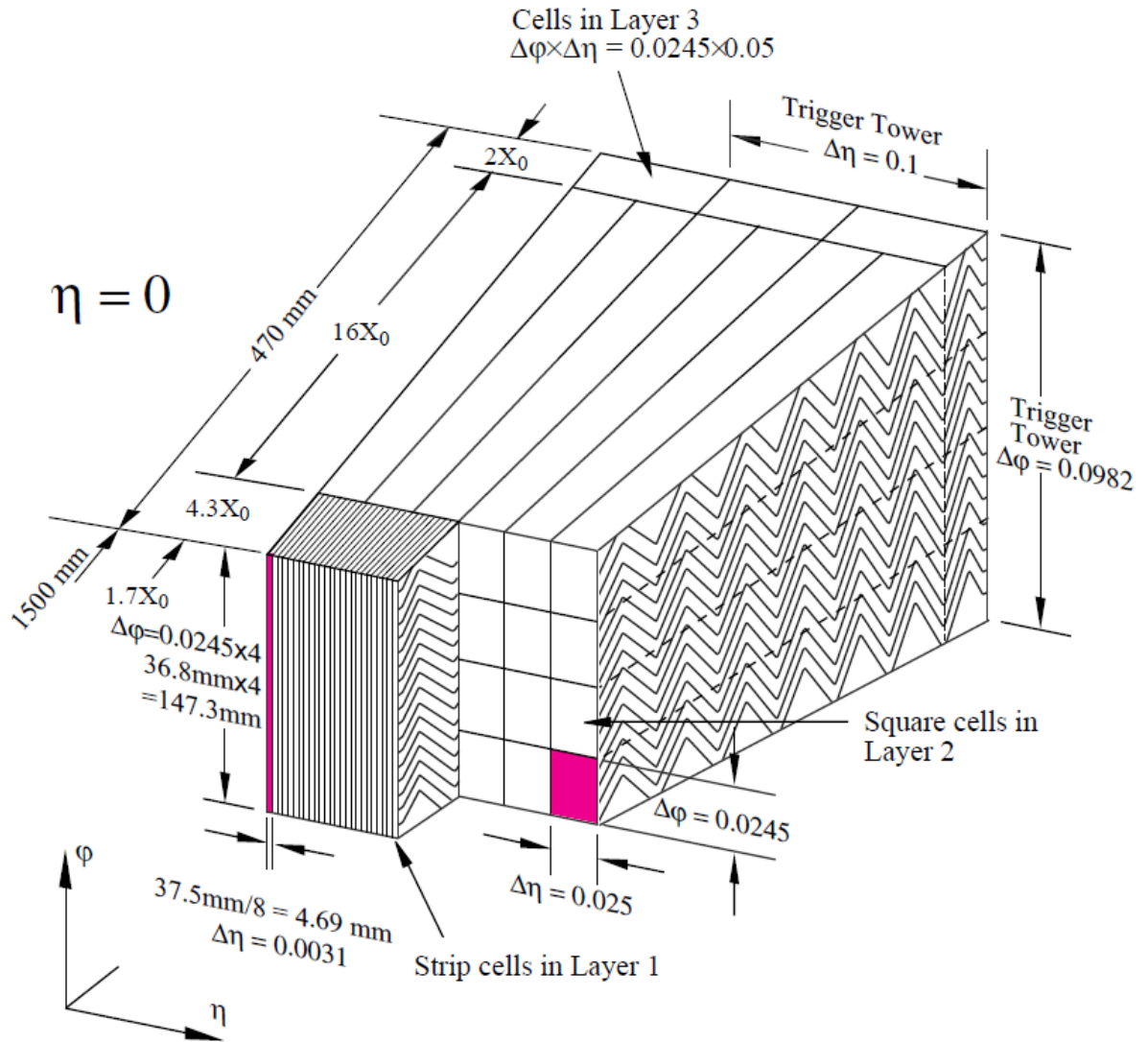


Рис. 7. Геометрия электромагнитного калориметра типа «аккордеон».

Снаружи электромагнитного калориметра расположен адронный калориметр [41]. Он предназначен для разделения адронных струй от электронов и фотонов. Электромагнитный ливень от электрона или фотона полностью поглощается в электромагнитном калориметре, а ядерный ливень от сильно взаимодействующих частиц проникает значительно глубже из-за того, что ядерная длина взаимодействия  $\lambda$  значительно больше  $X_0$ . Адронные струи порождают значительное энергосодержание в адронном калориметре. Их идентификация производится, как по величине выделенной энергии, так и по пространственному распределению этой энергии. Основная часть адронного калориметра состоит из железных поглотителей и сцинтилляционных чувствительных элементов в виде пластин. Съем сигнала с чувствительных пластин осуществляется с помощью спектросмещающих волокон, доставляющих сигнал на фотоумножители. Толщина адронного

калориметра в направлении, перпендикулярном оси пучков, составляет 7.4 λ. Разрешение адронного калориметра также описывается корневой зависимостью и составляет  $(14.2 \pm 0.1) \%$  при 20 ГэВ и  $(6.6 \pm 0.1) \%$  при 350 ГэВ. Торцевая часть адронного калориметра выполнена на основе жидкого аргона, как и для электромагнитного калориметра.

Запись событий в эксперименте осуществляется с помощью трехуровневого триггера [42]. Первый уровень триггера реализован на уровне электроники и сокращает поток событий до 75 кГц. Последующие два уровня триггера являются программными и пропускают поток событий порядка 400 Гц.

Для анализа использована статистика  $20,2 \pm 0,4 \text{ фб}^{-1}$ , набранная в эксперименте ATLAS в 2012 году при полной энергии в системе центра масс сталкивающихся протонов 8 ТэВ. При каждом пересечении пучков происходило в среднем 20,7 неупругих столкновений протонов (см. Рис. 8). Большая часть из этих столкновений не представляют физического интереса и являются частью множественных одновременных столкновений - так называемого *pile-up*.

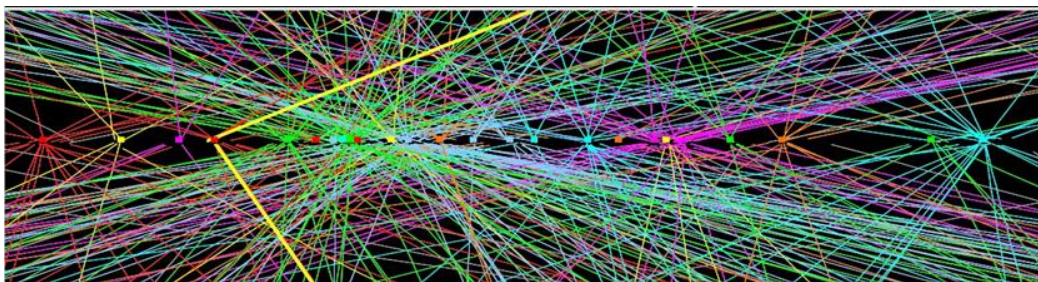


Рис. 8. Событие  $pp \rightarrow Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (выделено жирными желтыми линиями), на которое наложились 25 других вершин с двумя и более треками (*pile-up*).

Для проведения корректного сравнения результатов эксперимента с предсказанием Стандартной модели, расчеты проводятся с помощью Монте-Карло генераторов событий. Полученные события пропускаются через полное моделирование отклика детектора ATLAS [43], выполняемое с помощью пакета программ Geant4 [44]. В результате такой процедуры создаются наборы данных (далее обозначаемые как MC), соответствующие по своему формату наборам данных, записанным в эксперименте (далее — *данные*, без уточнений). В последующем и данные, и MC реконструируются одним и тем же набором программ [45] и на них накладываются одни и те же условия отбора. Ко всем наборам моделирования применяются поправки, учитывающие небольшую разницу в эффективности регистрации и

идентификации лептонов и фотонов между моделированием и экспериментом. Эти поправки называются масштабными коэффициентами (*scale factors*) и измеряются по специальным калибровочным процессам [46]. Дополнительные вершины взаимодействия (Рис. 8) моделируются независимо и накладываются на моделирование исследуемого процесса на уровне сигналов детектора [47].

В нашем анализе данных использовалось несколько первичных генераторов событий. Основной набор моделирования, использовавшийся для оценки эффективности регистрации, был подготовлен с помощью комбинации программ: PowHeg, Pythia8 [49] и PHOTOS [50]. Генератор Powheg [48] использовался для генерации рождения  $Z$ -бозона в  $pp$ -столкновениях и последующего распада  $Z$ -бозона на два лептона в следующем за главным приближении теории возмущений Квантовой хромодинамики (NLO QCD). Партонные ливни и последующая адронизация моделируются с помощью генератора Pythia8 [49]. Излучение фотонов в конечном состоянии производилось с помощью PHOTOS [50]. При этом в PHOTOS была включена поправка к матричному элементу распада  $Z$ -бозона, которая, как утверждается в работе [51], позволяет достичь точности, близкой к двухпетлевому приближению по Квантовой электродинамике (NNLO QED) для излучения двух фотонов в конечном состоянии. В данном моделировании не учитывалось излучение фотонов из начального состояния (ISR) и интерференция излучения из начального и конечного состояний (IFI), так как эти эффекты очень малы в применяемых условиях отбора.

Дополнительно мы использовали набор моделирования, подготовленный с помощью генератора Sherpa 1.4 [52], где процесс  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow ll\gamma + X$ , где  $X$  – любые частицы, был задан матричным элементом в древесном приближении с учетом излучения до трех партонов из начального состояния. Данное моделирование также учитывало излучение фотонов из начального состояния, но не учитывало малых эффектов интерференции с излучением в конечном состоянии. В Sherpa 1.4 также генерировалось два дополнительных фотона в конечном состоянии, с помощью подхода Д. Йенни, С. Фраутски и Х. Суура (YFS) [34], аналогичного подходу в генераторе PHOTOS. Данное моделирование использовалось для перекрёстной проверки и сравнения со связкой «PowHeg, Pythia8 и PHOTOS» и для определения систематических неопределенностей, связанных с моделированием.

Результаты измерений так же сравнивались с предсказаниями генераторов Sherpa 2.2.4 [53] и KKMChh [35]. Сравнение проводилось на так называемом первичном («*truth*») уровне: использовались параметры частиц из генератора без моделирования отклика детектора. При этом использовались результаты измерений после процедуры обратной свёртки («*unfolding*»): были введены поправки на аппаратные эффекты в данных так, чтобы привести их к истинным значениям («*truth*» уровню). В генераторе Sherpa 2.2.4 точность расчета сечений рождения  $Z$ -бозона соответствует однопетлевому приближению, как для эффектов Квантовой хромодинамики, так и Квантовой электродинамики. KKMChh моделирование эквивалентно моделированию PHOTOS в своей квантово- электродинамической части. При этом оно включает как однопетлевые электрослабые поправки так и излучение из начального состояния (ISR) и интерференцию между излучением в начальном и конечном состояниях (IFI).

### 3. Отбор событий $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l \gamma + X$ и оценка фона.

Отбор событий  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l \gamma + X$  проводился в несколько этапов. Предварительно отбирались события, прошедшие процедуру контроля данных на соответствие рабочему состоянию детектора, и требовалось наличие хотя бы одной первичной вершины с тремя и более треками. В событии должен был сработать хотя бы один однолептонный или двухлептонный триггер. Однолептонные триггеры имели наименьший порог по поперечному импульсу  $p_T > 24$  ГэВ, а двухлептонные триггеры требовали наличие двух лептонов с поперечным импульсом  $p_T > 12\text{—}13$  ГэВ.

Таблица 2. Условия отбора для процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l \gamma + X$ .

Канал	$Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$
Предварительные условия отбора	В событии сработал хотя бы один триггер; Триггер сработал по отобраным в анализ частицам; Применены списки хороших заходов; Удалены все события с порчей данных; Найдена реконструированная вершина с тремя и более треками	
Отборы на фотон	Фотон с наибольшим $p_T(\gamma) > 15$ ГэВ; Пройдена строгая идентификация (tight); $ \eta(\gamma)  < 2.37$ исключая $1.37 <  \eta(\gamma)  < 1.52$ ; $\delta R(\gamma, l) > 0.4$ ; изоляция $\text{topoEtcone40}(\gamma) < 4$ ГэВ	
Отборы на лептоны	$p_T(e) > 10$ ГэВ; $ \eta(e)  < 2.47$ ; Пройдена слабая идентификация $e$ ; Удалены электроны найденные, как мюоны; Изоляция $\text{topoEtcone40}(e) / E_l < 0.3$	$p_T(\mu) > 10$ ГэВ; $ \eta(\mu)  < 2.7$ ; Мюоны идентифицированы мюонной системой или калориметром; Изоляция $\text{topoEtcone40}(\mu) / E_l < 0.2$



Отборы на инвариантные массы	Не менее одного фотона и двух электронов с противоположным знаком; $\max(p_{T1}, p_{T2}) > 25 \text{ ГэВ};$ $45 \text{ ГэВ} < M(ee) < 80 \text{ ГэВ};$ $80 \text{ ГэВ} < M(ee\gamma) < 100 \text{ ГэВ};$	Не менее одного фотона и двух мюонов с противоположным знаком; $\max(p_{T1}, p_{T2}) > 25 \text{ ГэВ};$ $45 \text{ ГэВ} < M(\mu\mu) < 80 \text{ ГэВ};$ $80 \text{ ГэВ} < M(\mu\mu\gamma) < 100 \text{ ГэВ};$
------------------------------	---	---

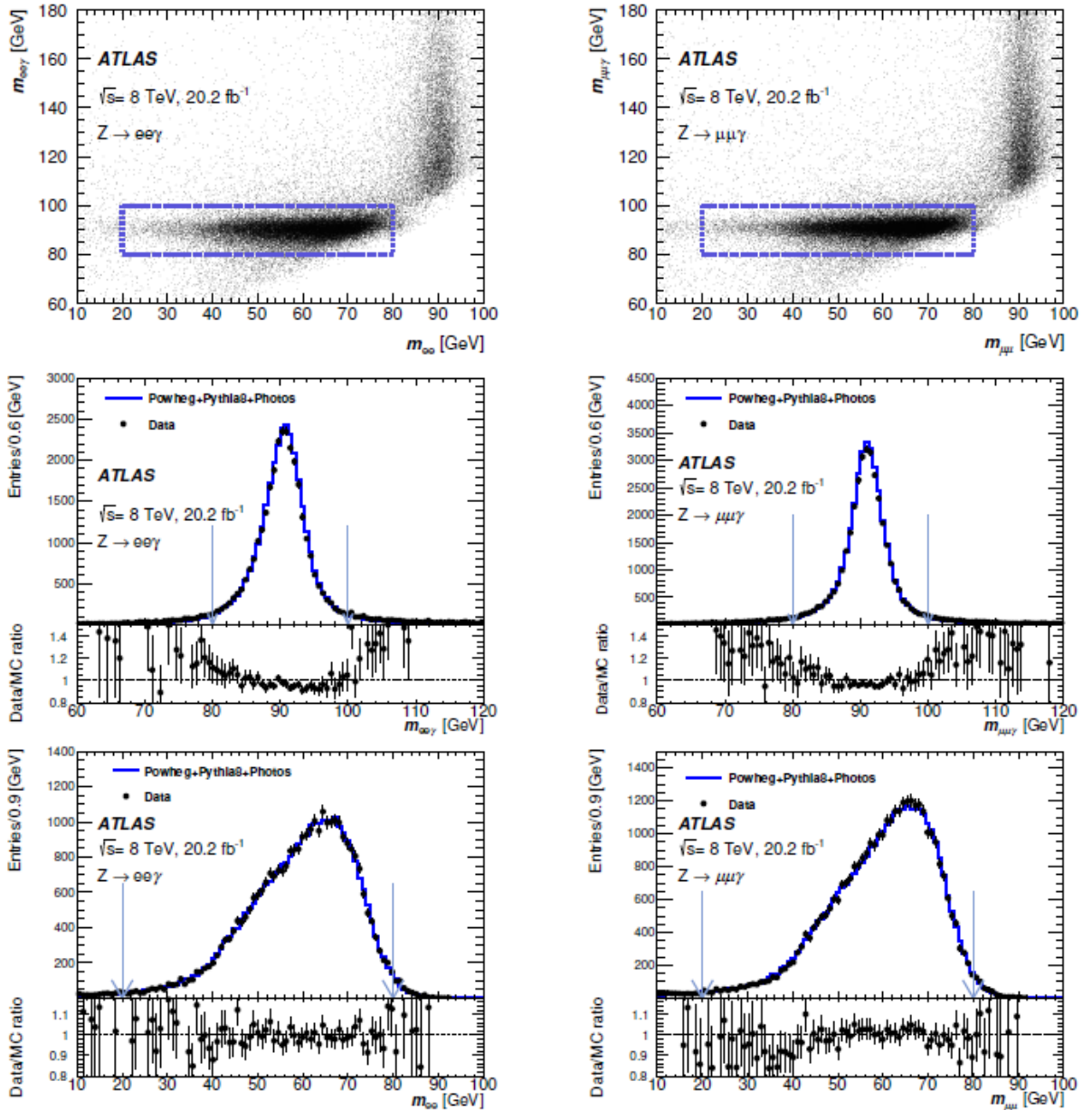


Рис. 9. Распределение по инвариантной массе двух лептонов и фотона в зависимости от инвариантной массы двух лептонов — верхний ряд. Распределение по инвариантной массе двух лептонов и фотона — центральный ряд. Распределение по инвариантной массе двух лептонов — нижний ряд. Процесс  $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$  — слева, процесс  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  — справа. Стрелками и пунктирным квадратом показаны условия отбора [68].

Для отбора событий процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$  требовалось наличие в событии не менее двух лептонов одного типа и противоположного знака, а также одного фотона. При этом выбирался фотон с максимальным поперечным импульсом  $p_T$ , а при наличии более двух лептонов выбралась комбинация, ближайшая по инвариантной массе трех частиц к массе  $Z$ -бозона. Дополнительный лептон присутствовал всего в 2 % событий. Наиболее энергичный лептон должен был иметь поперечный импульс  $p_T > 25$  ГэВ, второй лептон –  $p_T > 10$  ГэВ. Фотоны отбирались с поперечным импульсом  $p_T > 15$  ГэВ.

Фотоны и электроны идентифицируются по распределению энергии, выделившейся в электромагнитном калориметре с учетом информации из внутреннего трекового детектора и адронного калориметра [54]. Требовалось, чтобы фотоны прошли жесткие идентификационные отборы (tight) [55], а электроны – мягкий отбор (loose), где использовался алгоритм идентификации с помощью функции максимального правдоподобия для распределения электромагнитного ливня [56].

Фазовый объем для электронов и фотонов ограничивался чувствительной областью детектора, при этом накладывались условия на псевдобыстроту  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ , где  $\theta$  – угол отклонения от оси пучков. Для электронов абсолютное значение псевдобыстроты не должно было превышать 2.47 ( $|\eta(e)| < 2.47$ ), а для фотонов –  $|\eta(\gamma)| < 2.37$ , так же для фотонов исключалась область границы между торцевой и центральной частями калориметра:  $1.37 < |\eta(\gamma)| < 1.52$ . Мюоны восстанавливались по комбинации треков во внутреннем детекторе и мюонном спектрометре [40] и ограничивались диапазоном псевдобыстрот  $|\eta(\mu)| < 2.7$ .

Наименьшее угловое расстояние между лептоном и фотоном  $\Delta R \equiv \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  не должно было превышать 0,4. Все частицы в событии должны были удовлетворять критериям изоляции: суммарная дополнительная энергия в конусе  $\Delta R = 0.2$  вокруг частицы не должна была превышать определенного значения, для фотонов это 4 ГэВ, для электронов и мюонов – 30 и 20% от энергии самой частицы, соответственно.

Затем накладывались условия отбора на инвариантные массы двух лептонов и всех трех частиц, проиллюстрированные на Рис. 9. На двумерном

распределении по переменным  $M_{l\gamma}$  и  $M_{ll}$  группа событий вдоль линии  $M_{l\gamma} = 91$  ГэВ соответствует процессу  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ , а события расположенные вдоль вертикальной линии  $M_{ll} = 91$  ГэВ – основному фоновому процессу  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l + X$  с ложным фотоном в конечном состоянии ( $Z + \text{jets}$ ). Ложные фотоны в основном возникают из-за идентификации мягких струй или частей струй как фотонов. Распределение по инвариантной массе двух лептонов и фотона хорошо описывается моделированием (см. Рис. 9, средний ряд), при этом наложено ограничение на инвариантную массу двух лептонов  $20 < M_{ll} < 80$  ГэВ, которое хорошо подавляет фон  $Z + \text{jets}$ . Распределение по инвариантной массе двух лептонов также хорошо моделируется (Рис. 9, нижний ряд), при этом наложено условие  $80 < M_{l\gamma} < 100$  ГэВ.

Результаты измерений представлены для двух наборов условий отбора, отличающихся ограничениями на инвариантную массу двух лептонов: основное условие отбора  $20 < M_{ll} < 80$  ГэВ и дополнительное –  $45 < M_{ll} < 80$  ГэВ. Это связано с тем, что использовавшийся на АТЛАС набор моделирования процесса  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ , подготовленный с помощью генератора Sherpa 1.4 содержал внутреннее условие отбора  $M_{ll} > 40$  ГэВ. Для сравнения с этим набором данных, были сделаны отдельные измерения с условием на инвариантную массу двух лептонов  $45 < M_{ll} < 80$  ГэВ. Область  $20 < M_{ll} < 45$  ГэВ соответствует ситуации, когда пара лептонов летит близко к друг другу в одну сторону, а фотон летит в противоположном направлении.

Более подробно с условиями отбора можно ознакомиться в Таблице 2. После наложения условий отбора основной фон  $Z + \text{jets}$  был сильно подавлен, и доминирующим оказался фон от рождения пары топ-кварк-антикварк (см. Рис. 10). Также небольшой вклад вносят фоновые процессы  $WZ$ ,  $W\gamma$  и  $t\bar{t}\gamma$ .

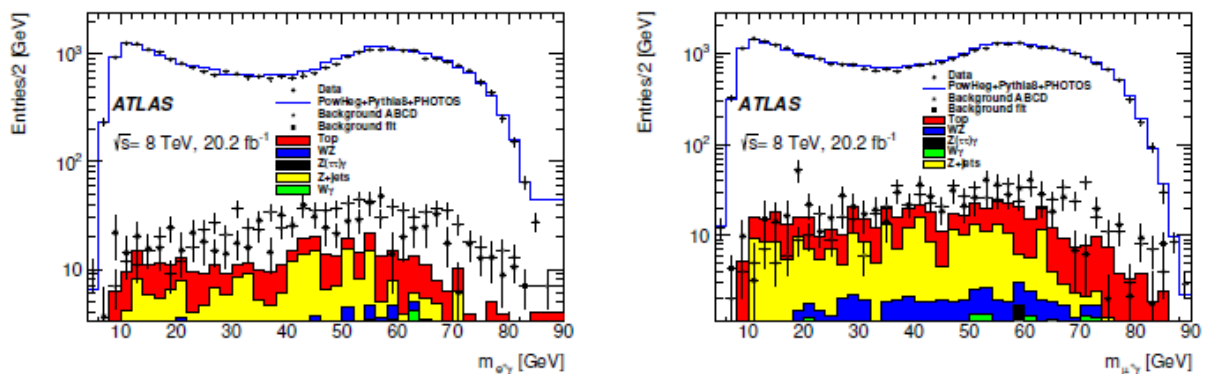


Рис. 10. Распределение по инвариантной массе положительно заряженного лептона и фотона. Показан вклад основных фоновых процессов, оцененный по экспериментальным данным, в сравнении с оценкой по МС отдельных фоновых процессов. Оценка фоновых процессов по данным производилась подгонкой методом максимального правдоподобия и ABCD-методом [71].

Фоновые процессы можно разделить на две большие группы: процессы, содержащие два реальных лептона и реальный фотон в конечном состоянии, и процессы, содержавшие ложно идентифицированную частицу, чаще всего ложный фотон (*fake photon*). Процессы, содержащие реальные частицы, могут быть достаточно точно рассчитаны с помощью Монте-Карло моделирования. Суммарный вклад всех процессов, содержащих ложные частицы, оценивают по экспериментальным данным, так как чаще всего количество ложных частиц не описывается моделированием. Общее количество событий, зарегистрированных в наших условиях отбора, и долю в нем фоновых процессов можно найти в Таблице 3. В каждом из каналов, электронном и мюонном, было отобрано около 30 тысяч событий при вкладе фона около 2.5 %, эти числа следует сравнить с измерениями LEP (Таблица 1) [23], где в каждом канале наблюдалось порядка 100 событий, и порог на энергию зарегистрированных фотонов был 100 МэВ, тогда как у нас порог на поперечный импульс фотона составляет 15 ГэВ.

Для более точной оценки фона мы использовали два метода: аппроксимацию распределения по  $M_{ll\gamma}$  суммой распределений эффекта и фона и, так называемый, ABCD-метод – двумерный вариант sideband-метода. Оценки, полученные обоими методами, согласуются между собой (Рис. 10).

Таблица 3. Количество отобранных событий процесса  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  в эксперименте ATLAS.

Канал	$Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$
Количество событий	30 571	34 948
Фон с реальными частицами	$360 \pm 40$	$290 \pm 50$
Фон с ложными фотонами	$450 \pm 90$	$500 \pm 90$
Весь фон	$810 \pm 100$	$790 \pm 100$
Ожидаемый сигнал $Z \rightarrow 2l\gamma$	$28\,990 \pm 990$	$34\,530 \pm 1\,100$

Основным считался метод аппроксимации распределения по инвариантной массе трех частиц. Распределение по  $M_{ll\gamma}$  аппроксимировалось в каждом бине по интересующей нас переменной, например, по массе

лептона и фотона,  $M_{l\gamma}$ , как на Рис. 11. Форма распределений сигнала и фона фиксировалась из моделирования. Для распределения фона по  $M_{l\gamma}$  были изучены различные варианты формы: форма из моделирования, форма распределения из данных для не изолированных слабо идентифицированных фотонов (loose not isolated), форма из данных для не изолированных средне идентифицированных фотонов (medium not isolated) и полиномы различной степени. Результаты вычитания фона с разными формами фона согласуются между собой. Аппроксимация распределения по  $M_{l\gamma}$  производилась в более широком диапазоне  $60 < M_{l\gamma} < 120$  ГэВ с последующей интерполяцией в сигнальную область.

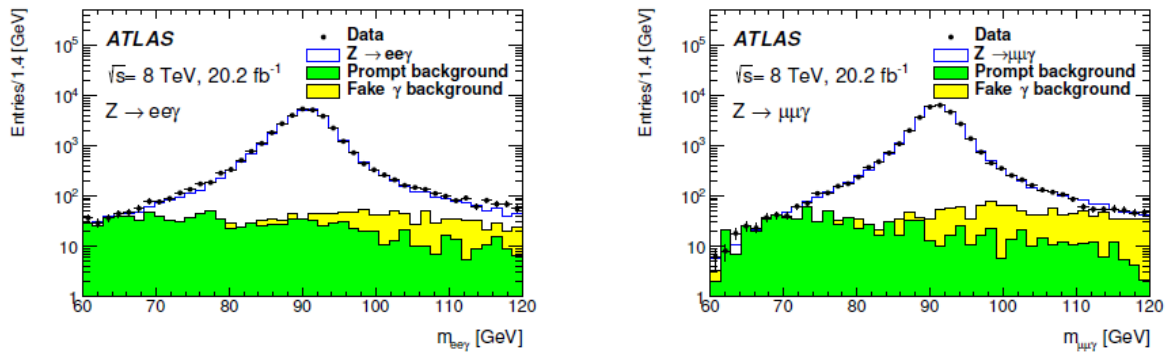


Рис. 11. Распределение по инвариантной массе двух лептонов и фотона,  $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$  – слева,  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  справа. Точки с ошибками – экспериментальные данные, пустая гистограмма – результат аппроксимации данного распределения суммой распределений для сигнала и фона. Закрашенные гистограммы – вклады от различных источников фоновых событий [71].

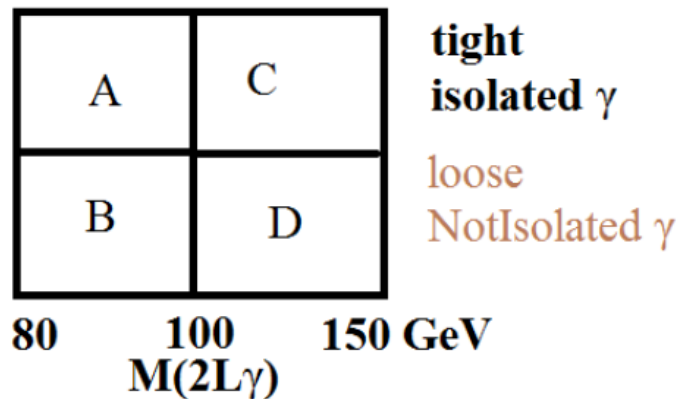


Рис. 12. Выбор регионов для оценки фона методом ABCD.

ABCD-метод использовался для перекрестной проверки процедуры оценки фона. Он был основан на инверсии условия изоляции для фотонов и

ослаблении требования идентификации (loose not isolated photons). В качестве второй переменной использовалась инвариантная масса двух лептонов и фотона  $M_{ll\gamma}$ . Помимо сигнальной области  $80 < M_{ll\gamma} < 100$  ГэВ, использовалась область, обогащённая фоновыми событиями  $100 < M_{ll\gamma} < 150$  ГэВ. Области  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  были выбраны, как показано на Рис. 12:  $A$  — это сигнальная область, а области  $B$ ,  $C$  и  $D$  обогащены фоном. Экстраполяция сигнала из области  $A$  в остальные области и далее экстраполяция количества фона из областей  $B$ ,  $C$  и  $D$  в  $A$ , позволяет с высокой точностью оценить вклад фоновых событий.

В результате доля фоновых событий величиной 2-2,5 % от количества событий эффекта была вычтена с относительной точностью 13 %. Разница между двумя методами вычитания фона была учтена в систематической неопределённости и составила 0,3 % от величины эффекта.

#### 4. Результаты анализа $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l \gamma + X$ и систематические неопределённости

Из измеренных дифференциальных распределений были восстановлены *истинные* распределения с учетом условий проведения эксперимента методом обратной свертки [57]. Для этого использовался итерационный Байесовский метод, реализованный в программе RooUnfold [58]. Эта процедура позволяет исключить влияние детекторных эффектов и миграций из бина в бин, обусловленных дискретизацией распределений. Использование истинных распределений вместо измеренных позволяет сравнивать измерения, выполненные в различных экспериментах.

В процессе  $Z \rightarrow ll\gamma$  основным механизмом является излучение в конечном состоянии и имеется так называемая инфракрасная расходимость: наибольшую вероятность излучения имеют фотоны с нулевой энергией, движущиеся в том же направлении, что и излучающая их частица. При учете более высоких порядков теории возмущений инфракрасная расходимость устраняется, и полное сечение становится конечным и равным сечению  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow ll + X$ . При изучении процесса  $Z \rightarrow ll\gamma$  наиболее интересным является случай, когда излучаются фотоны с большой энергией, и вероятность такого процесса заметно ниже вероятности процесса распада на два лептона  $Z \rightarrow ll$ . В обсуждаемом нами анализе, например, изучаемый фазовый объем составляет порядка  $10^{-5} - 10^{-6}$  от полного фазового объема распада  $Z$ -бозона. Таким образом, истинное распределение измеряется для части фазового объема, определяемого условиями отбора, накладываемыми на истинные параметры частиц в моделировании. Истинные частицы в моделировании могут быть выбраны с учетом дополнительного излучения в

конечном состоянии («одетые») или без учета такового («голые»). Для построения «одетых» частиц четырех-векторы энергии-импульса всех фотонов в конусе  $\Delta R_{l\gamma} < 0.1$  вокруг частицы прибавляются к энергии и импульсу самой частице. Истинные дифференциальные распределения для процессов  $Z \rightarrow ee\gamma$  и  $Z \rightarrow \mu\mu$  были получены для обоих случаев «голых» и «одетых» частиц.

Условия отбора, накладываемые на частицы на уровне Монте-Карло генераторов событий, выбирались наиболее приближенными к условиям, накладываемым на реконструированные в детекторе частицы, и показаны в Таблице 4. Дополнительно требовалось, чтобы лептоны и фотоны происходили не из распадов адронов или  $\tau$ -лептонов. Области определения псевдобыстрот  $\eta$  для электронов и мюонов несколько отличались для истинных рапределений, так же, как и для распределений реконструированных частиц. Фазовый объем измерения для электронов и мюонов отличался, и данные от электронов и мюонов не объединялись для процесса с одним фотоном.

Таблица 4. Условия отбора, определяющие фазовый объем для получения истинных распределений.

<p>Фотон с <math>p_T &gt; 15</math> ГэВ  <math> \eta(\gamma)  &lt; 2.37</math> исключая <math>1.37 &lt;  \eta(\gamma)  &lt; 1.52</math>          Два лептона с <math>p_T &gt; 25</math> и <math>10</math> ГэВ  <math> \eta(\mu)  &lt; 2.7</math> или <math> \eta(e)  &lt; 2.47</math>          Хотя бы один фотон и одна пара лептонов одного поколения с противоположными знаками заряда  <math>\Delta R_{l\gamma} &gt; 0.4</math>  <math>20 &lt; m_{ll} &lt; 80</math> ГэВ  <math>80 &lt; m_{ll\gamma} &lt; 100</math> ГэВ</p>
--

Эффективности условий отбора и матрица миграций, используемые для получения истинных дифференциальных распределений, строились с помощью Монте-Карло моделирования с генератором событий PowHeg + Pythia8 + PHOTOS. Для лучшего согласия с экспериментальными данными в события моделирования вносились поправки. Вносимые поправки учитывали неточность моделирования детектора, отличие эффективности срабатывания триггера в моделировании и эксперименте и эффективность отбора по изоляции частиц, а также использовались поправки на неточность моделирования импульсов конечных частиц. Поправки определялись в основном по процессу  $Z \rightarrow ll$  для электронов и мюонов[56,59] и по процессу  $Z \rightarrow ll\gamma$  для фотонов[60]. Неопределенность поправок вносилась в систематическую неопределенность измерения.

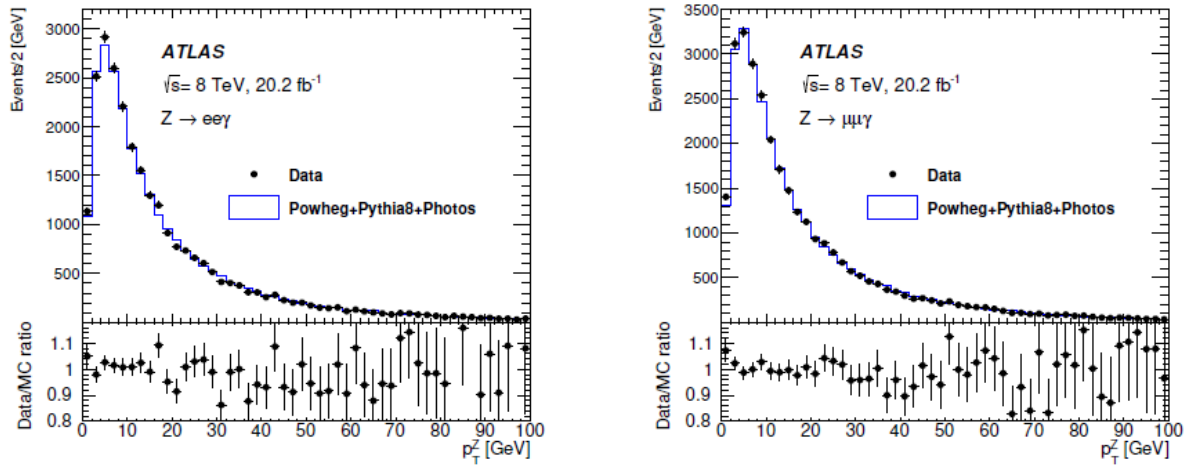


Рис. 13. Распределение по поперечному импульсу рождающегося  $Z$ -бозона в сравнении с предсказанием моделирования PowHeg + Pythia8 + PHOTOS в процессе  $pp \rightarrow Z \rightarrow ll\gamma + X$ .  $Z$ -бозон составлен из экспериментально зарегистрированных продуктов распада: двух лептонов и фотона [71].

Одной из важнейших задач данного анализа было исключить влияние на измеряемые величины поправок сильного взаимодействия в начальном состоянии при рождении  $Z$ -бозона. Моделирование PowHeg + Pythia8 + PHOTOS хорошо описывает распределение по поперечному импульсу рождающегося  $Z$ -бозона (Рис.13), составленного из экспериментально зарегистрированных продуктов распада: двух лептонов и фотона. Для минимизации систематического сдвига от моделирования эффектов КХД в начальном состоянии распределение по поперечному импульсу двух лептонов и фотона для событий распада  $Z \rightarrow ll\gamma$  в моделировании было перевзвешено в соответствии с наблюдаемым экспериментальным распределением. Каждому событию в моделировании приписывался вес, взятый из отношения распределений по поперечному импульсу двух лептонов и фотона в моделировании и эксперименте. После применения процедуры перевзвешивания распределения по поперечному импульсу двух лептонов и фотона полностью совпадают. Величина сдвига в измеряемых распределениях от процедуры перевзвешивания для моделирования PowHeg + Pythia8 + PHOTOS составила 0,5%, что сравнимо с достигнутыми систематическими неопределенностями. Для определения остаточной систематической неопределенности, связанной с моделированием рождения  $Z$ -бозона изучалось распределение по псевдобыстроте  $YZ$  рожденного  $Z$ -бозона. Распределение по  $YZ$  так же хорошо описывается моделированием рис. 14. В качестве систематической неопределенности, связанной с расчетом в теории возмущений КХД рождения  $Z$ -бозона, было выбрано максимальное изменение измеряемых распределений при перевзвешивании по  $YZ$ .



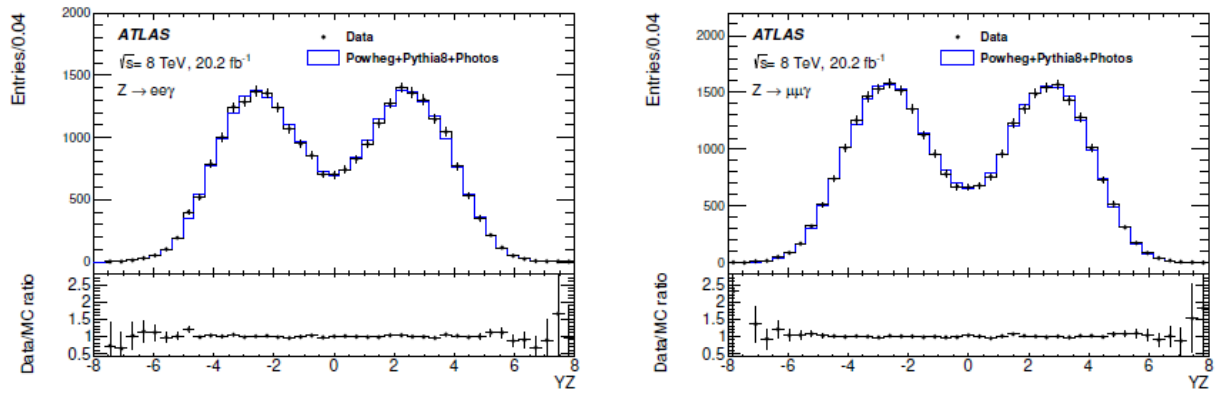


Рис. 14. Псевдобыстрота рождающегося Z-бозона в сравнении с предсказанием PowHeg + Pythia8 + PHOTOS в процессе  $pp \rightarrow Z \rightarrow ll\gamma + X$ . Z-бозон составлен из экспериментально зарегистрированных продуктов распада: двух лептонов и фотона [71].

Дополнительно изучались угловые переменные, чувствительные к поляризации рождающегося Z-бозона, – это полярный  $\theta_{CS}$  и азимутальный  $\phi_{CS}$  углы положительного лептона в специальной системе Коллина-Сопера (Рис. 15) [61].

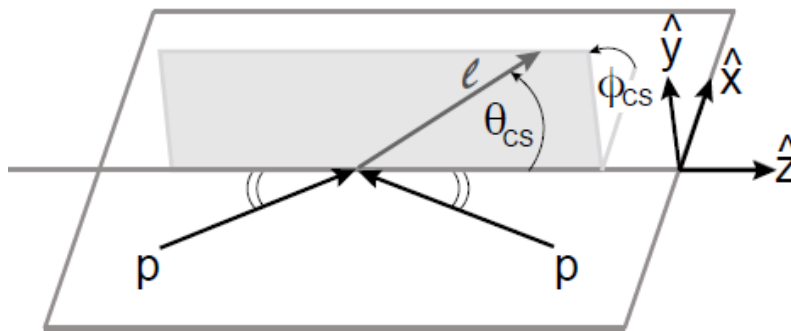


Рис.15 Система Коллина-Сопера: в системе покоя Z-бозона, ось  $\hat{Z}$  является внешней бисектрисой угла между протонами. Положительное направление берется вдоль импульса Z. Ось  $\hat{y}$  перпендикулярна плоскости протонов. Ось  $\hat{x}$  образует правую тройку с остальными осями.

Распределения по углу  $\phi_{CS}$  и  $\cos\theta_{CS}$  хорошо описываются моделированием, что указывает на корректное моделирование поляризации рожденного Z-бозона. По переменным  $\phi_{CS}$  и  $\cos\theta_{CS}$  также производилось перевзвешивание, которое не применялось к моделированию, а только вносилось в систематическую неопределенность остаточного моделирования эффектов КХД в начальном состоянии. Хорошая точность воспроизведения поляризации рожденного Z-бозона и угловых переменных  $\phi_{CS}$  и  $\cos\theta_{CS}$  в

процессе  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  не является неожиданной. Данные угловые переменные были прецизионно изучены в процессе  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l + X$  с существенно более высокой точностью [62], а также эти распределения участвуют в измерении синуса угла Вайнберга на детекторе ATLAS с наилучшей в мире точностью [63].

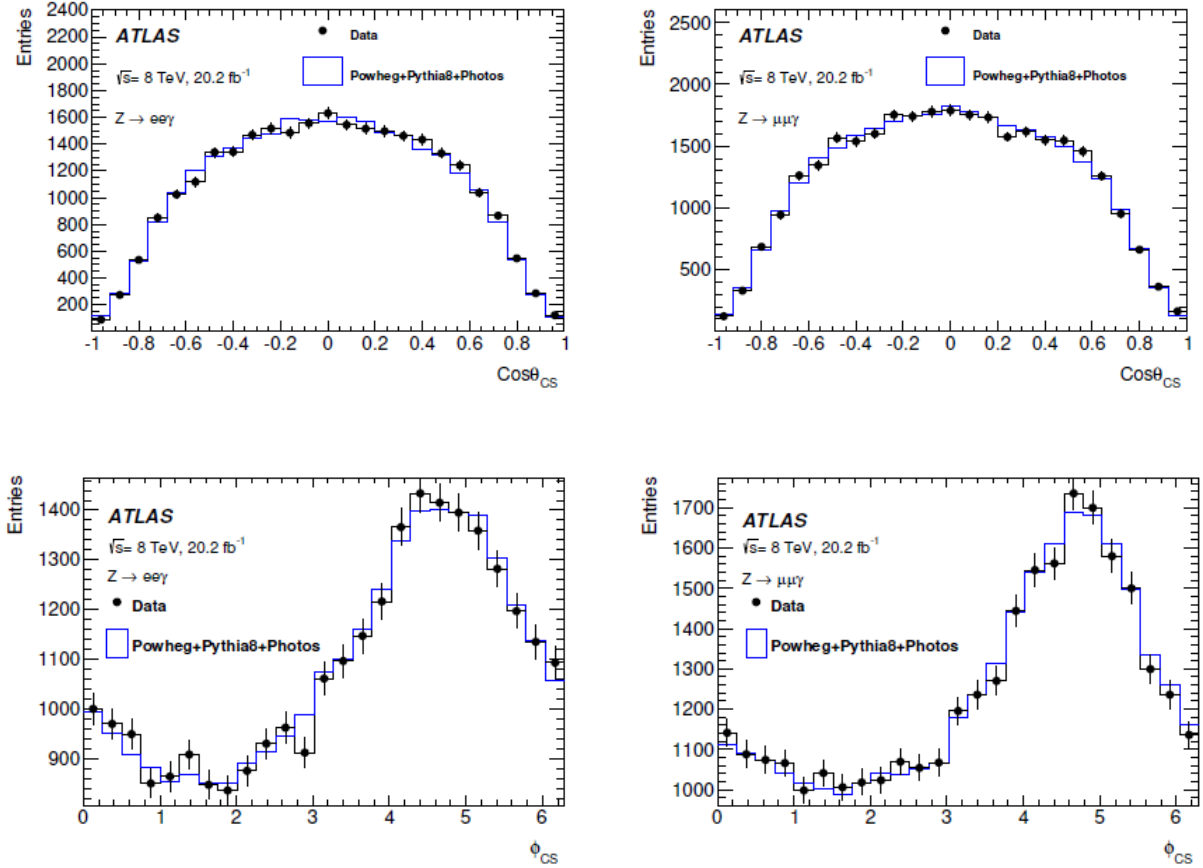


Рис.16 Распределения по углу  $\phi_{CS}$  и  $\cos\theta_{CS}$  положительного лептона в специальной системе покоя Z-бозона – системе Коллина-Соппера [71].

Процедура обратной свертки (unfolding), применяемая в данном анализе, была подвергнута разнообразным проверкам на сходимость самой процедуры, устойчивость и др. Систематическая неопределенность, вносимая процедурой обратной свертки, не превышает 0,1%, что не является неожиданным, так как разрешение по измеряемым параметрам:  $M_{l\pm\gamma}$ ,  $\Delta R$ ,  $p_T^\gamma$ , значительно меньше, чем выбранный размер бинов по этим параметрам.

Основные источники систематических неопределенностей при измерении нормированных истинных дифференциальных сечений для наблюдаемых величин приведены в Таблице 5, а также на Рис. 17. На Рис. 17 также показаны статистические и полные неопределенности в экспериментальных распределениях. Видно, что статистические неопределенности доминируют в большинстве бинов для всех трех наблюдаемых распределений.

Таблица 5. Основные источники систематических неопределенностей измеренных нормированных дифференциальных сечений. Приведенные значения соответствуют большей части области определения используемых кинематических переменных.

Источник неопределенности	Канал $Z \rightarrow ee\gamma$	Канал $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$
<i>Экспериментальные</i>		
Калибровка энергии и импульса, разрешение	0.2 %	0.2 %
Эффективность регистрации	0.3 %	0.3 %
Обратная сверка (unfolding)	< 0.1 %	< 0.1 %
Вычитание фоновых процессов	0.3 %	0.3 %
<i>Теоретические</i>		
Партонные функции распределения	< 0.1 %	< 0.1 %
Изменение масштаба КХД	0.1 %	0.10%
Моделирование эффектов КХД	0.3 %	0.3 %
<i>Всего</i>	0.6 %	0.6 %

Полное сечение процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l (\gamma) + X$  вычисляется теоретически значительно точнее, чем может быть измерено в эксперименте на текущий момент [64], поэтому более интересным является измерение формы распределений в данном процессе. Ожидается, что экспериментальные систематические неопределенности при изучении процессов с лептонами и фотонами в конечном состоянии будут небольшими, в особенности для нормированных распределений, где остаются только неопределенности, связанные с формой этих распределений. В таблице 5 показаны основные вклады в измеряемые спектры от экспериментальных систематических неопределенностей для лептонов и фотонов, составляющие доли процента в большей части области определения наблюдаемых распределений. Однако на краях фазового пространства в распределениях по переменным  $m_{l\gamma}$  и  $\Delta R_{l\gamma}$  систематические неопределенности возрастают, что связано с малым количеством событий моделирования и экспериментальных данных в этих областях.

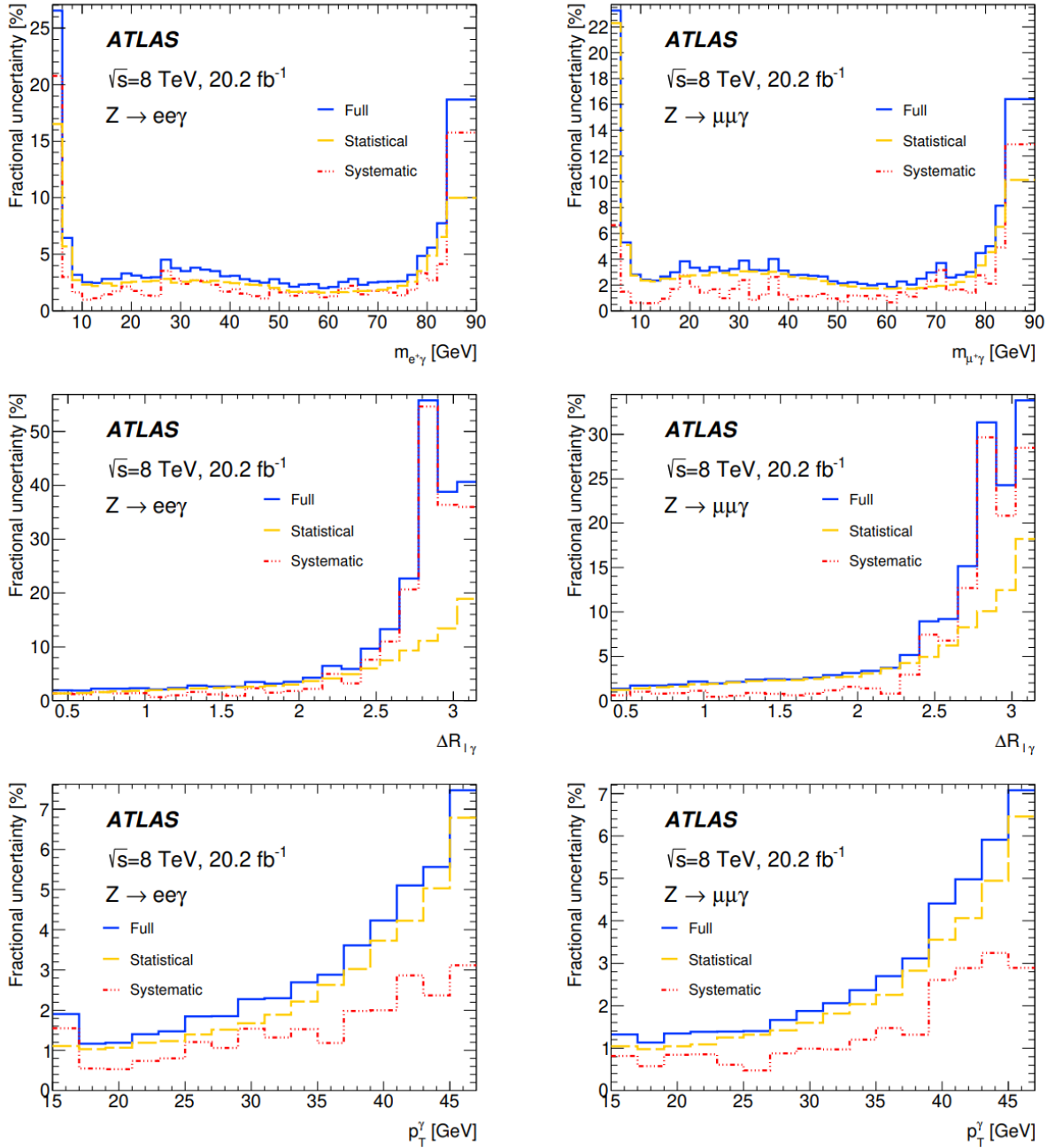


Рис. 17. Относительные систематические неопределенности для нормированных истинных дифференциальных сечений в зависимости от кинематических переменных  $m_{l^+\gamma}$  (верхний ряд),  $\Delta R_{l\gamma}$  (средний ряд) и  $p_T^\gamma$  (нижний ряд) для процессов  $Z \rightarrow ee\gamma$  (слева) и  $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$  (справа) [68].

В Таблице 5 также показано, что теоретические неопределенности, связанные с вариациями масштабов КХД и партонными функциями распределения, в выбранных условиях отбора не превышают доли процента. В то же время в эти неопределенности не входят эффекты КХД при моделировании рождения  $Z$ -бозона, которые напрямую влияют на начальное состояние и, соответственно, на измеряемые распределения. Как было отмечено выше, события моделирования были перевзвешены для прецизионного воспроизведения наблюдаемого распределения по

поперечному импульсу  $Z$ -бозона. После процедуры перевзвешивания сдвиги, связанные с моделированием начального состояния в КХД, не превышали десятых долей процента, что было дополнительно проверено путем перевзвешивания моделирования по экспериментальным распределениям других переменных, таким как псевдобыстрота  $Z$ -бозона и углы положительного лептона в системе Коллина-Соппера.

После процедуры обратной свертки были получены дифференциальные распределения по трем переменным: инвариантной массе положительно заряженного лептона и фотона,  $m_{l\gamma}$ , угловому расстоянию между фотоном и ближайшим к нему лептоном  $\Delta R_{l\gamma}$  и поперечному импульсу фотона,  $p_T^\gamma$ .

Эти распределения были нормированы на измеренное полное сечение в тех же условиях отбора для минимизации экспериментальных систематических неопределенностей, а также теоретических неопределенностей, связанных с моделированием эффектов КХД в начальном состоянии. Измеренные распределения для «голых» электронов и мюонов отдельно показаны на Рис. 18. На Рис. 18 экспериментальные данные и их неопределенности приведены совместно с предсказаниями, полученными с помощью моделирования событий генераторами Powheg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 (YFS) и KKMChh. Генератор Powheg + Pythia8 + PHOTOS моделирует только электромагнитное излучение в конечном состоянии, и теоретическая неопределенность его предсказаний была оценена на уровне 0,2 %.

Таблица 6. Основные систематические неопределенности измерения полного сечения процесса  $Z \rightarrow ll\gamma$  в выбранных условиях отбора. Значения показаны для «голых» частиц с условием  $m_{ll} > 20$  ГэВ.

Неопределенность	Канал $Z \rightarrow ee\gamma$	Канал $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$
Статистическая	0.7 %	0.7 %
Экспериментальная систематическая (эффективность регистрации, изоляций, триггера, поправки к импульсу)	3.5 %	2.3 %
Измерение светимости	1.9 %	1.9 %
Теоретическая (КХД)	0.3 %	0.3 %
Всего	4.1 %	3.1 %

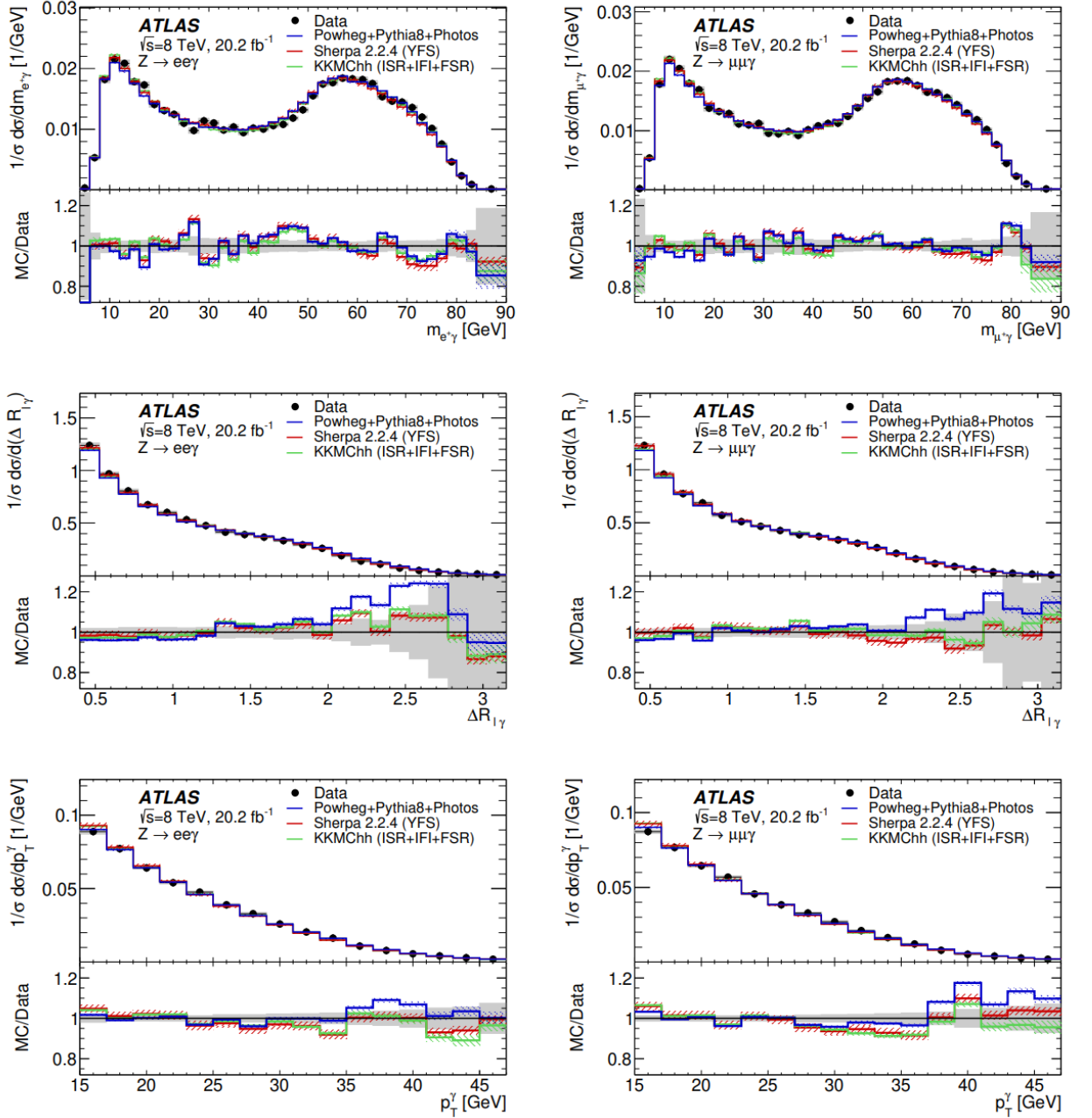


Рис. 18. Истинные нормированные дифференциальные сечения для процессов  $Z \rightarrow ee\gamma$  (слева) и  $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$  (справа). Результаты показаны для «голых» лептонов для кинематических переменных  $m_{l\gamma}$  (верхний ряд),  $\Delta R_{l\gamma}$  (средний ряд) и  $p_T^\gamma$  (нижний ряд). Показано сравнение экспериментальных данных с предсказаниями, полученными с помощью различных Монте-Карло генераторов [68].

Эффекты излучения в начальном состоянии и интерференция излучения из начального и конечного состояний были оценены с помощью моделирования с генератором KKMChh как  $3 \cdot 10^{-3}$  с точностью лучше  $10^{-3}$  для полного сечения в приведенных выше условиях отбора. Эти результаты были подтверждены с помощью моделирования с использованием программы ComNUP [65]. Консервативная оценка для неопределенности

предсказаний генератора Sherpa 2.2.4 сильно превышает неопределенность Powheg + Pythia8 + PHOTOS и составляет порядка 2 %. Эта оценка была получена способом, описанным в работе [66], и обусловлена спецификой оценки высших поправок КЭД, которые хорошо изучены только для узкой области вблизи пика Z-бозона.

Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и предсказаниями Стандартной модели для всех трех рассматриваемых дифференциальных распределений в большей части области их определения, как в электронном, так и мюонном каналах. Для распределения по переменной  $\Delta R_{l\gamma}$  в электронном канале предсказания моделирования Powheg + Pythia8 + PHOTOS в 2,5 раза отличается от экспериментальных данных на краю фазового пространства. Эта область соответствует ситуации, когда оба электрона летят в направлении, противоположном направлению излучения фотона.

Было также измерено полное сечение процесса  $Z \rightarrow ll\gamma$  в выбранных условиях отбора для трех областей значений инвариантной массы двух лептонов  $m_{ll}$  (см. Таблицу 7). Основные источники систематических неопределенностей измерения полного сечения приведены в Таблице 6, включая неопределенность интегральной светимости 1,9 %. В Таблице 7 измеренные сечения сравниваются с теоретическими предсказаниями, нормированными на предсказания NNLO вычислений КХД, приведенные в работе [67].

Таблица 7. Полное сечение процесса  $Z \rightarrow ll\gamma$  в выбранных условиях отбора для трех областей значений инвариантной массы  $m_{ll}$ . Результат приведены для «голых» лептонов в сравнении с предсказаниями моделирования, выполненного с помощью генератора Powheg + Pythia8 + PHOTOS. «свет» – неопределенность, связанная с точностью определения светимости.

Процесс (область измерения)	Измеренное сечение, пбн	Предсказание, пбн
$Z \rightarrow ee\gamma$ ( $20 < m_{ll} < 80$ ГэВ)	$3,03 \pm 0,02$ (стат) $\pm 0,11$ (сист) $\pm 0,06$ (свет)	$2,94 \pm 0,10$
$Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ ( $20 < m_{ll} < 80$ ГэВ)	$3,17 \pm 0,02$ (стат) $\pm 0,07$ (сист) $\pm 0,07$ (свет)	$3,20 \pm 0,10$
$Z \rightarrow ee\gamma$ ( $45 < m_{ll} < 80$ ГэВ)	$2,70 \pm 0,02$ (стат) $\pm 0,10$ (сист) $\pm 0,06$ (свет)	$2,61 \pm 0,10$
$Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ ( $45 < m_{ll} < 80$ ГэВ)	$2,84 \pm 0,02$ (стат) $\pm 0,06$ (сист) $\pm 0,06$ (свет)	$2,84 \pm 0,10$
$Z \rightarrow ee\gamma$ ( $20 < m_{ll} < 45$ ГэВ)	$0,326 \pm 0,005$ (стат) $\pm 0,011$ (сист) $\pm 0,006$ (свет)	$0,335 \pm 0,01$
$Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ ( $20 < m_{ll} < 45$ ГэВ)	$0,321 \pm 0,005$ (стат) $\pm 0,006$ (сист) $\pm 0,006$ (свет)	$0,355 \pm 0,01$

## 5. Первое наблюдение процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$

Процесс  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$  был впервые обнаружен на LHC в нашей работе [68]. Всего наблюдалось 116 событий в обоих каналах:  $e^+e^-\gamma\gamma$  и  $\mu^+\mu^-\gamma\gamma$ . Для анализа этого процесса использовался тот же набор данных, что и для процесса с одним фотоном. Отличие условий отбора состояло в требовании присутствия в событии второго фотона с поперечным импульсом  $p_T > 10$  ГэВ. Требование для второго лептона в событии было  $p_T > 15$  ГэВ. Условие на инвариантную массу двух лептонов и на инвариантную массу всей системы  $2l\gamma\gamma$  не накладывались. При наличии дополнительных лептонов, в 2% событий, выбиралась комбинация четырех частиц с инвариантной массой наиболее близкой к массе  $Z$ . Было добавлено дополнительное условие на угол между двумя фотонами  $\Delta R_{\gamma\gamma} > 0.4$ . Условие на массу двух лептонов и одного фотона накладывалось сразу для двух комбинаций частиц, присутствующих в событии, и требовалось, чтобы инвариантные массы были менее 80 ГэВ. Условия отбора процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$  представлены в Таблице 8. Распределения, полученные после наложения условий отбора, показаны на Рис. 19.

Таблица 8. Условия отбора для процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ .

Канал	$Z \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$
Предварительные условия отбора	Сработал триггер по частицам отобранным для анализа; Хорошее качество данных; Найдена реконструированная вершина с тремя и более треками	
Отбор на фотон	Первый фотон с наибольшим $p_T(\gamma_1) > 15$ ГэВ; Второй фотон с наибольшим $p_T(\gamma_2) > 10$ ГэВ; $\Delta R(\gamma, \gamma) > 0,4$ Строгая идентификация (tight) для фотонов; $ \eta(\gamma)  < 2.37$ исключая $1,37 <  \eta(\gamma)  < 1,52$ ; $\Delta R(\gamma_{1,2}, l) > 0.4$ ; Изоляция по калориметру $E_{\text{cone40}}(\gamma) < 4$ ГэВ	
Отбор. на лептоны	$p_T(e) > 15$ ГэВ; $ \eta(e)  < 2,47$ ; Слабо идентифицированный $e$ ; Изоляция по калориметру $E_{\text{cone40}}(e) / E_t < 0,3$	$p_T(\mu) > 15$ ГэВ; $ \eta(\mu)  < 2,7$ ; Идентификация по мюонной системе или по калориметру; Изоляция по калориметру $E_{\text{cone40}}(\mu) / E_t < 0,2$
Отбор. на инвариантные массы	По крайней мере два фотона и два электрона с противоположным знаком; $\max(p_{T1}, p_{T2}) > 25$ ГэВ для $e$ ; $M(ee\gamma) < 80$ ГэВ	По крайней мере два фотона и два мюона с противоположным знаком; $\max(p_{T1}, p_{T2}) > 25$ ГэВ для $\mu$ ; $M(\mu\mu\gamma) < 80$ ГэВ



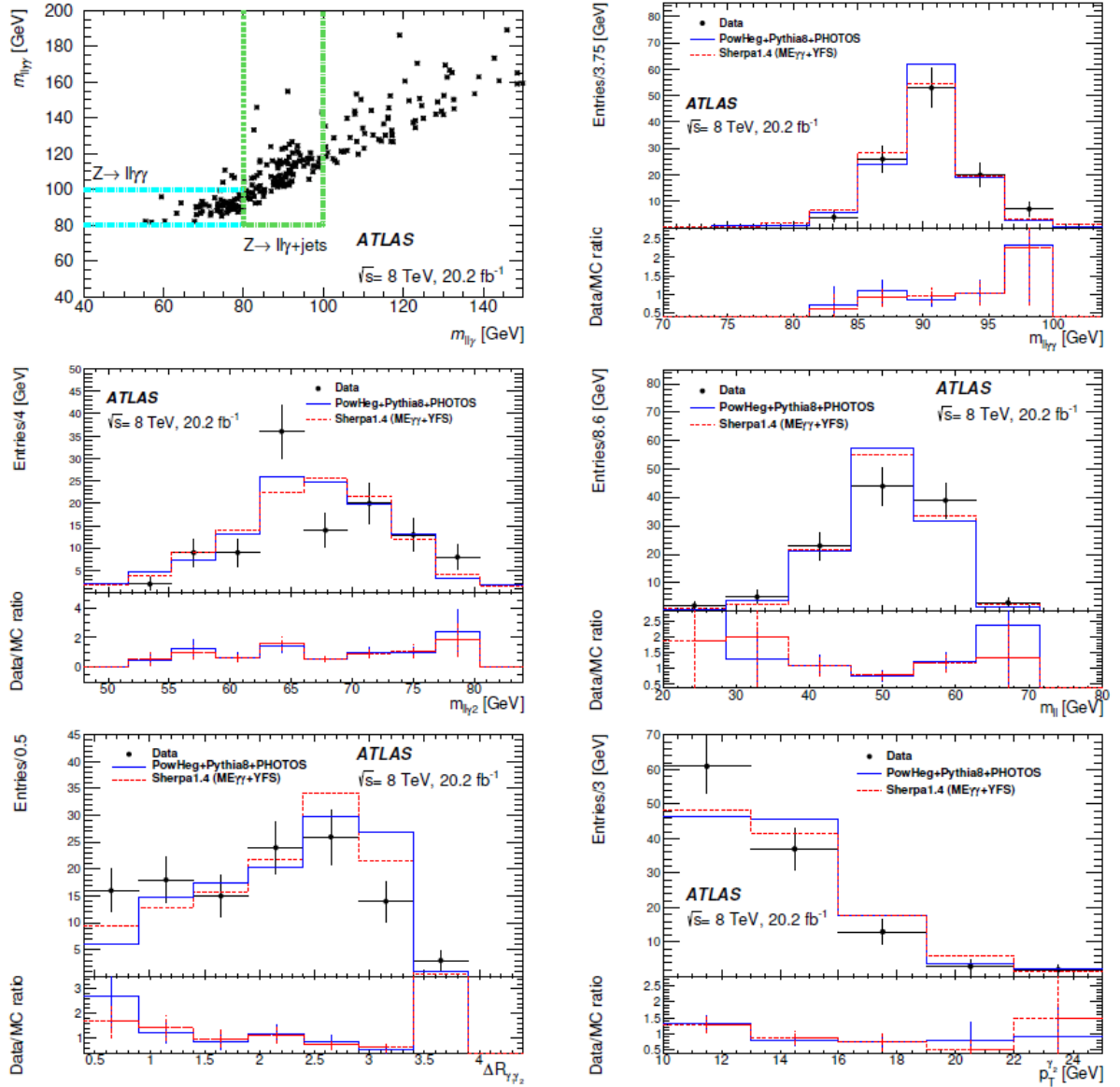


Рис. 19. Набор гистограмм, иллюстрирующий условия отбора для процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ . На левой верхней гистограмме показаны все события, отобранные до наложения любых условий на инвариантные массы двух лептонов и каждого фотона (см. Таблицу 5). Горизонтальный пунктирный прямоугольник показывает область ожидаемого сигнала, а вертикальный — область фоновых процессов. Остальные гистограммы показывают события, прошедшие все условия отбора для следующих переменных (в порядке слева направо, потом сверху вниз): инвариантная масса двух лептонов и двух фотонов, масса двух лептонов и второго фотона, масса двух лептонов, угловое расстояние между двумя фотонами и поперечный импульс второго фотона [68].

Основным фоновым процессом являлся изученный ранее процесс  $Z \rightarrow 2l\gamma + \text{jet}$ . Из распределения по инвариантной массе двух лептонов и двух фотонов (Рис. 19, сверху справа) видно, что распределение полностью

описывается процессом  $Z \rightarrow 2l\gamma\gamma$ , хвосты распределения не содержат фоновых событий, поэтому предполагалось, что менее одного события фона присутствует в отобранных событиях. Данное предположение было подтверждено с помощью оценки фона ABCD-методом, так же как это было сделано для событий с одним фотоном. Всего было отобрано 61 событие  $e^+e^- \gamma\gamma$  и 55 событий  $\mu^+\mu^-\gamma\gamma$ .

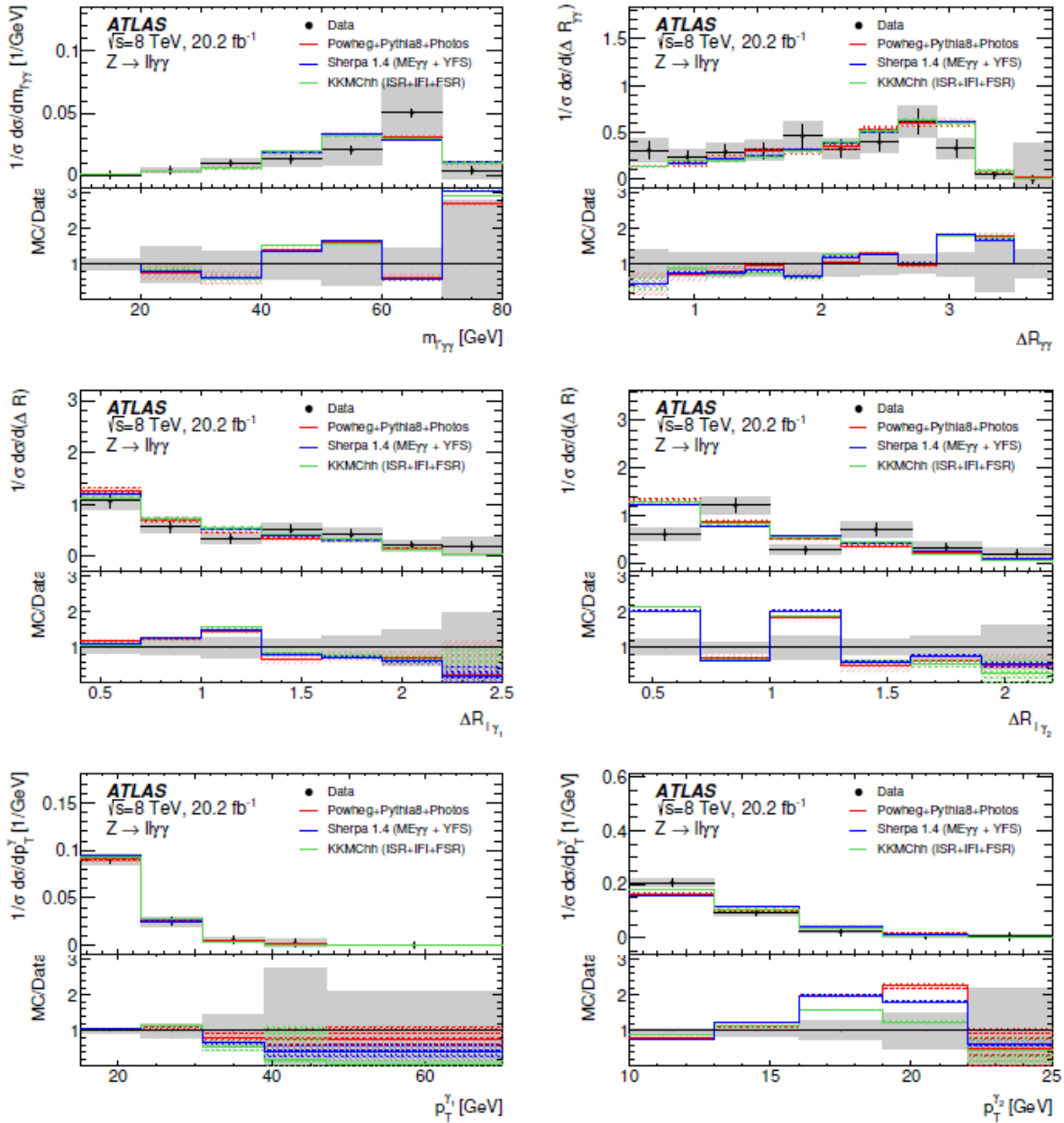


Рис. 20. Нормированные распределения для различных переменных в процессе  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l2 + X$ , скорректированные на разрешение детектора и эффективность регистрации; (в порядке слева направо, потом сверху вниз): инвариантная масса положительного лептона и пары фотонов, угловое расстояние между парой фотонов, угловое расстояние между первым (и

вторым) фотоном и ближайшим лептоном, поперечный момент первого (и второго) фотона. Электронный и мюонный каналы объединены [68].

Для учета эффектов разрешения детектора и эффективности регистрации применялось два набора моделирования PowHeg + PHOTOS, как и для канала с одним фотоном и специальное моделирование Sherpa 1.4 ME $_{\gamma\gamma}$  в древесном приближении с двумя фотонами в матричном элементе. Результаты измерений так же сравнивались с предсказаниями генераторов Sherpa 2.2.4 и ККМChh. Сравнение проводилось на так называемом «truth» уровне, не учитывающем разрешение детектора, то есть сравнивались истинные распределения. Дифференциальные распределения по инвариантным массам всех четырех частиц, лептона и двух фотонов и по поперечному импульсу фотонов хорошо описываются всеми генераторами (Рис. 19).

Таблица 9. Фазовый объем к которому приводятся результаты измерения, скорректированные на разрешение детектора и эффективность регистрации (fiducial volume).

<p>Два фотона с <math>p_T &gt; 15</math> и <math>10</math> ГэВ, соответственно  <math> \eta(\gamma)  &lt; 2,37</math> исключая <math>1,37 &lt;  \eta(\gamma)  &lt; 1,52</math>  Два лептона одного поколения с противоположными знаками с <math>p_T &gt; 25</math> и <math>15</math> ГэВ  <math> \eta(\mu)  &lt; 2,47</math> или <math> \eta(e)  &lt; 2,47</math>  <math>\Delta R_{l\gamma} &gt; 0,4</math> для обоих фотонов, <math>\Delta R_{\gamma\gamma} &gt; 0,4</math>  <math>M_{ll\gamma} &lt; 80</math> ГэВ для обоих фотонов</p>
---

Измеренные распределения, скорректированные на разрешение детектора и эффективность регистрации приведены на Рис. 20. Фазовый объем измерения представлен в Таблице 9. Полное измеренное сечение для этого фазового объема составило:  $22,2 \pm 2,1$  (стат.)  $\pm 1,2$  (эксп.)  $\pm 4,1$  (теор.) фб. Оказалось что Sherpa 1.4 ME $_{\gamma\gamma}$  и PowHeg + PHOTOS предсказывают немного разную эффективность регистрации процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma\gamma + X$ , разница в эффективности регистрации была добавлена в качестве теоретической неопределенности измеренного сечения. Также было обнаружено, что оба генератора предсказывают полное сечение примерно в два раза ниже измеренного: Sherpa 1.4 ME $_{\gamma\gamma}$  —  $9,9 \pm 0,1$  (стат.) фб, а PowHeg + Pythia8 + PHOTOS —  $9,4 \pm 0,1$  (стат.) фб. При этом сечение, предсказываемое новой версией Sherpa 2.2.4, оказалось в согласии с измеренным сечением —  $20,9 \pm 0,2$  (стат.) фб. Неопределенности расчета связанные с квантовой электродинамикой малы [69] и не могут объяснить разницу между измеренным сечением и предсказаниями Sherpa 1.4 ME $_{\gamma\gamma}$  и PowHeg + PHOTOS. Дифференциальные распределения, представленные на Рис. 20, хорошо описываются всеми представленными генераторами.

## 6. Заключение

При изучении процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l \gamma + X$  [69] были с высокой точностью измерены дифференциальные распределения по поперечному импульсу фотонов, минимальному углу между лептоном и фотоном ( $\Delta R$ ) и инвариантной массе лептона и фотона. Статистическая точность измерения составила 1—2 % при систематической неопределенности 0.6 %.

Измеренные распределения в целом находятся в согласии с предсказаниями Стандартной модели, реализованными с помощью современных Монте-Карло генераторов: Sherpa 2.2, PowHeg + PHOTOS и ККМС-hh. Следует отметить, что предсказания, выполненные в древесном приближении квантовой электродинамики (LO QED), значительно отклоняются от экспериментальных результатов. На Рис. 21 показано отношение измеренного распределения по инвариантной массе положительного лептона и фотона к предсказанию генератора Sherpa 1.4 с матричным элементом процесса  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2 l \gamma + X$  в древесном приближении квантовой электродинамики. Поскольку экспериментальные данные согласуются с предсказаниями в однопетлевом приближении квантовой электродинамики, то можно сделать вывод о чувствительности измеренных распределений к петлевым поправкам. Максимальное отклонение на Рис. 21 составляет 15—20 % и находится в области масс 35—45 ГэВ, т. е. величина петлевых поправок в данном фазовом объеме может достигать 20 %. Предсказания ККМС-hh содержат электрослабые петлевые поправки, в то время как Sherpa 2.2 и PowHeg + PHOTOS содержат только расчет квантовой электродинамики. Как можно судить по Рис. 18, все предсказания хорошо описывают экспериментальные данные и, следовательно, поправки квантовой электродинамики являются доминирующими в данной области фазового пространства.

Для проведения количественного сравнения согласия измеренных распределений с предсказаниями Стандартной модели был использован критерий хи-квадрат ( $\chi^2$ ). Для каждого генератора было вычислено значение  $\chi^2$  с учетом полной матрицы ошибок, и затем рассчитан уровень значимости (p-value) согласия предсказаний генератора с экспериментальными данными. Результаты вычисления вероятности представлены в Таблице 10 и Таблице 11.

Четыре из шести измеренных распределений с отбором  $M_{ll} > 20$  ГэВ (Рис. 18) имеют уровень значимости согласия с предсказанием хотя бы одного генератора выше 0,28 %, что соответствует отсутствию разницы величиной

больше трех стандартных отклонений ( $3\sigma$ ). Распределение по инвариантной массе положительного лептона и фотона для канала с электронами и распределение по поперечному импульсу фотона для канала с мюонами имеют вероятности 0,26 % и 0,16 % для PowHeg + PHOTOS соответственно, что эквивалентно отклонению в  $3\sigma$ .

Таблица 10. Значение  $\chi^2$  с учетом полной матрицы ошибок и вероятность согласия предсказаний Стандартной модели с экспериментальными данными для фазового объема с условием  $M_{ll} > 20$  ГэВ.

	$M_{l+\gamma}$		$\Delta R_{l\gamma}$		$P_{T^\gamma}$	
	$\chi^2/ndf$	<i>Prob</i>	$\chi^2/ndf$	<i>Prob</i>	$\chi^2/ndf$	<i>Prob</i>
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	78,0/41	4,4e-04	15,4/22	0,84	19,9/16	0,23
PowHeg+PHOTOS $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	70,8/41	2,6e-03	29,7/22	0,126	15,7/16	0,48
KKMChh $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	101,3/41	5,2e-07	17,8/22	0,72	19,7/16	0,23
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow \mu+\mu^-\gamma$	46,3/41	0,26	23,2/22	0,39	59,5/16	6,3e-07
PowHeg+PHOTOS $Z \rightarrow \mu+\mu^-\gamma$	44,1/41	0,34	23,1/22	0,40	37,8/16	1,6e-03
KKMChh $Z \rightarrow \mu+\mu^-\gamma$	44,8/41	0,31	20,3/22	0,57	57,9/16	1,2e-06

Таблица 11 Значение  $\chi^2$  с учетом полной матрицы ошибок и вероятность согласия предсказаний Стандартной модели с экспериментальными данными для фазового объема с условием  $M_{ll} > 45$  ГэВ.

	$M_{l+\gamma}$		$\Delta R_{l\gamma}$		$P_{T^\gamma}$	
	$\chi^2/ndf$	<i>Prob</i>	$\chi^2/ndf$	<i>Prob</i>	$\chi^2/ndf$	<i>Prob</i>
Sherpa 1.4 (LO) $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	112,96/4 1	1,2e-08	47,01/12	4,6e-06	29,42/16	0,02
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	87,71/41	3,0e-05	24,51/12	0,02	25,29/16	0,06
PowHeg+PHOTOS $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	66,37/41	7,3e-03	49,22/12	1,9e-06	16,91/16	0,39
Sherpa 1.4 (LO) $Z \rightarrow \mu+\mu^-\gamma$	109,04/4 1	4,3e-08	98,25/12	1,2e-15	49,71/16	2,5e-05
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow \mu+\mu^-\gamma$	45,42/41	0,29	12,38/12	0,42	47,73/16	5,2e-05
PowHeg+PHOTOS $Z \rightarrow \mu+\mu^-\gamma$	44,80/41	0,32	14,12/12	0,29	32,96/16	7,5e-03

Для тех же распределений с отбором  $M_{ll} > 45$  ГэВ и генератора PowHeg + PHOTOS вероятность согласия улучшается и составляет 0.73 % и 0.75 %, соответственно. При отборе  $M_{ll} > 45$  ГэВ все распределения описываются хотя бы одним генератором с отклонением менее  $3\sigma$ . Тем не менее  $\chi^2$ , деленный на число степеней свободы, меньше единицы присутствует только для распределения  $\Delta R$  в электронном канале с  $M_{ll} > 20$  ГэВ для генератора Sherpa 2.2. Т.е. не смотря на хорошее описание в целом, поведение  $\chi^2$  не является полностью статистическим, что может указывать на наличие отклонений от предсказания Стандартной модели на уровне порядка точности измерения.

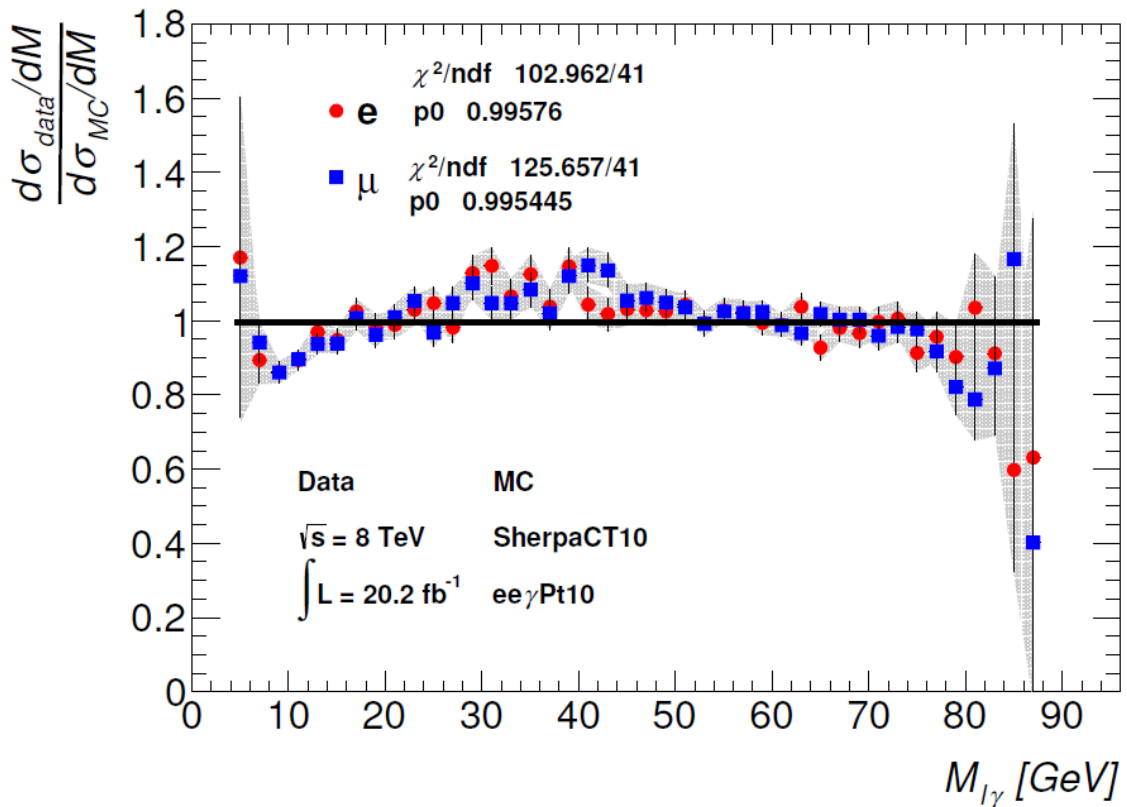


Рис.21 Отношение распределения по инвариантной массе лептона и фотона к тому же распределению в моделировании с помощью генератора Sherpa 1.4 (с матричным элементом в древесном приближении КЭД) для процесса  $p p \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ . Мюонный и электронный каналы показаны отдельно. Использованы частицы на реконструированном уровне.

В каких областях фазового пространства могут быть отклонения? Из Таблицы 7 следует, что полное сечение в области  $20 < M_{ll} < 45$  ГэВ для мюонного канала значительно отклоняется от предсказания. В электронном канале для этой области также есть отклонение от предсказаний. Наличие отклонений более  $3\sigma$  в двух измеренных распределениях при  $M_{ll} > 20$  ГэВ и

отсутствие таких отклонений при  $M_{ll} > 45$  ГэВ, так же указывают на область малых инвариантных масс двух лептонов. Чтобы инвариантная масса двух лептонов была относительно мала и находилась в левом хвосте распределения с Рис. 9, кинематика события должна быть довольно необычной: два лептона летят в одну сторону, а фотон — в противоположную сторону. В обычной ситуации в процессе с доминированием излучения в конечном состоянии лептоны от распада  $Z$  бозона вылетают в разные стороны и фотон находится близко к одному из этих лептонов. На распределении  $\Delta R$  (Рис. 18) можно заметить видимые расхождения в отношении моделирования к эксперименту (нижняя часть рисунка) при больших значениях минимального  $\Delta R$  между лептоном и фотоном ( $\Delta R > 2.5$ ). Это область так же соответствует кинематике, когда лептоны движутся в одном направлении, а фотон летит в противоположном направлении и имеет большой пространственный угол относительно любого из лептонов. В распределении по инвариантной массе лептона и фотона эта область соответствует большим инвариантным массам.

В свою очередь, на распределении по инвариантной массе положительного лептона и фотона (Рис. 18) можно также заметить локальное отклонение в отношении моделирования к эксперименту при значении  $M_{l\gamma} \approx 80$  ГэВ. Для исследования этого отклонения удобно использовать зарядовую асимметрию распределения по инвариантной массе лептона и фотона (Рис. 3). Точка при  $M_{l\gamma} = 80$  ГэВ демонстрирует значительную асимметрию: локальное отклонение асимметрии от нуля составляет более  $4\sigma$ . Заряженной частицей с массой  $\approx 80$  ГэВ является  $W$ -бозон, который, впрочем, не распадается в лептон и фотон. Качественно объяснить наличие отклонения при  $M_{l\gamma} \approx 80$  ГэВ можно с помощью петли  $W$ -бозона и нейтрино в пропагаторе виртуального лептона. В Стандартной модели существуют расчеты зависимости «бегущего» синуса угла Вайнберга ( $\sin^2\theta_w$ ) от масштаба энергии [70]. И, действительно, при масштабе, равном  $M_W$ , «бегущий» синус Вайнберга имеет экстремум и относительный эффект изменения квадрата синуса Вайнберга составляет всего 0,8 %.

Амплитуда распада  $Z$ -бозона зависит от формфактора, в который входит выражение  $1-4\sin^2\theta_w$ , очень близкая к нулю, поэтому относительное локальное изменение квадрата формфактора может достигать 40 %. Для проверки данной гипотезы требуется генератор распадов  $Z$ -бозона с учетом «бега» синуса угла Вайнберга.

Изучение процесса  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  показало, что излучение двух фотонов в конечном состоянии хорошо моделируется генератором Sherpa 2.2, в то время как PowHeg + PHOTOS воспроизводит дифференциальные распределения, но недооценивает полное сечение данного процесса. Всего в процессе с двумя фотонами обнаружено порядка 100 событий в мюонном и электронном каналах. В процессе с одним фотоном в обоих каналах наблюдалось порядка 60 тыс. событий, т. е. относительный вклад процесса с двумя фотонами составляет около 0,2 %, что соответствует точности генератора PHOTOS и может естественным образом объяснить расхождение сечения  $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$  с предсказаниями PowHeg + PHOTOS.

Перечислим основные результаты нашей работы:

1. С высокой точностью измерены дифференциальные распределения по  $M_{l\pm\gamma}$ ,  $\Delta R$ ,  $p_T^\gamma$ . Средняя систематическая неопределенность 0.6 %. Показано, что для описания этих распределений важны однопетлевые поправки.
2. Результаты согласуются с предсказаниями последних версий современных генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh.
3. Впервые наблюдался процесс  $Z \rightarrow 2l2\gamma$ , дифференциальные распределения для него согласуются с древесным приближением, и полное сечение совпадает с предсказанием Sherpa 2.2.4.
4. Небольшие отклонения в данных от предсказаний генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh присутствуют вблизи границ фазового объема:  $20 < M_{ll} < 45$  ГэВ,  $\Delta R_{l\gamma} \approx 2.5$ ,  $M_{l\gamma} \approx 80$  ГэВ.

**Благодарности.** Работа поддержана Российским научным фондом (Проект № 23-22-00193). Авторы благодарны Ю.А. Тихонову за поддержку и обсуждение работы.

### Список литературы.

1. Chris Quigg, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **59** (2009), pp. 505–555. [10.1146/annurev.nucl.010909.083126](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083126).
2. G. Arnison *et al.* (UA1) Phys. Lett. B **122** (1983), 103. [10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2).
3. M. Banner *et al.* (UA2) Phys. Lett. B **122** (1983), 476. [10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2).



4. G. Aad *et al.* Phys.Lett. B **716** (2012), pp. 1-29.  
[10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020); S. Chatrchyan *et al.* Phys. Lett. B **716** (2012) 30. [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021).
5. Л.Д. Колупаева, М.О. Гончар, А.Г. Ольшевский, О.Б. Самойлов, УФН том 193, 8.
6. A.D. Sakharov, JETP Lett. USSR **5**, 24 (1967).
7. T. Gershon, Pramana - J Phys **79** (2012), pp.1091–1108. [10.1007/s12043-012-0418-y](https://doi.org/10.1007/s12043-012-0418-y).
8. E. Hubble, Proc. Natl Acad. Sci. USA **15** (1929), pp. 168-173.
9. E. Komatsu *et al.* Astrophys. J. Suppl. **180** (2009) 330. [10.1088/0067-0049/180/2/330](https://doi.org/10.1088/0067-0049/180/2/330).
10. D. P. Aguillard *et al.* (Muon g-2 Collaboration) Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.20 ppm // Phys. Rev. Lett. **131**, 161802 (2023). [10.1103/PhysRevLett.131.161802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.161802).
11. V. Sahni, A. Strobinsky, Int. J. Mod. Phys. D **9** (2000), pp. 373-444.  
[10.1142/S0218271800000542](https://doi.org/10.1142/S0218271800000542).
12. M. Antonelli *et al.* Phys. Rep. **494**, 197 (2010). arXiv:0907.5386.  
[10.1016/j.physrep.2010.05.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2010.05.003).
13. V. A. Novikov, A. N. Rozanov, M. I. Vysotsky, Phys.Atom.Nucl. **73** (2010), pp. 636-642. [10.1134/S1063778810040095](https://doi.org/10.1134/S1063778810040095). arXiv:hep-ph/0904.4570 (2009).
14. S. P. Martin. [hep-ph/9709356v5](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356v5) (2008).
15. ATLAS SUSY Searches\* - 95% CL Lower Limits (June 2021)  
[https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2021-019/fig\\_23.pdf](https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2021-019/fig_23.pdf).
16. S. Fichtel, Phys. Rev. D **86** (2012), 125029. [10.1103/PhysRevD.86.125029](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.125029).
17. J. P. Miller *et al.* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **62** (2012), pp. 237–264.  
[10.1146/annurev-nucl-031312-120340](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-031312-120340).
18. First results from the Muon g-2 experiment at Fermilab (2023) <https://muon-g-2.fnal.gov/publications.html>.
19. T. Aoyama, N. Asmussen, M. Benayoun, J. Bijnens, T. Blum *et al.* The anomalous magnetic moment of the muon in the standard model, Phys. Rep. **887** (2020), pp. 1-166. [10.1016/j.physrep.2020.07.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.07.006).
20. The ALEPH Collaboration *et al.* Physics Reports **427** (2006), pp. 257–454.  
[10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006).
21. P.D. Acton *et al.* Phys. Lett. B **273** (1991), pp. 338-354. [10.1016/0370-2693\(91\)91694-Q](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91694-Q).
22. V. Khachatryan *et al.* Phys. Rev. D **91** (2015), 092012.  
[10.1103/PhysRevD.91.092012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.092012). arXiv:1502.07940v2 [hep-ex].
23. Report of the working group on precision calculations for the Z resonance. CERN 95-03, 1995. <https://cds.cern.ch/record/280836/files/CERN-95-03.pdf>.
24. М. И. Высоцкий, В. А. Новиков, Л. Б. Окунь, А. Н. Розанов УФН том 166 №5, 1996 г.
25. V. A. Novikov *et al.* Rept. Prog. Phys. **62** (1999), pp. 1275-1332.

[10.1088/0034-4885/62/9/201](https://doi.org/10.1088/0034-4885/62/9/201).

26. D. Y. Bardin and G. Passarino, “The standard model in the making: Precision study of the electroweak interactions,” (International series of monographs on physics. 104)
27. Arbuzov, A.B., Sadykov, R.R. and Was, Z. QED bremsstrahlung in decays of electroweak bosons. *Eur. Phys. J. C* **73** (2013), 2625. [10.1140/epjc/s10052-013-2625-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2625-1), arXiv:1212.6783v1 [hep-ph].
28. E. Barberio, B. van Eijk, and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* **66** (1991), pp. 115–128. [10.1016/0010-4655\(91\)90012-A](https://doi.org/10.1016/0010-4655(91)90012-A).
29. E. Barberio and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* **79** (1994), pp. 291–308. [10.1016/0010-4655\(94\)90074-4](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90074-4).
30. P. Golonka and Z. Was, *Eur. Phys. J. C* **45** (2006), pp. 97–107. [10.1140/epjc/s2005-02396-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s2005-02396-4). arXiv: hep-ph/0506026
31. N. Davidson, T. Przedzinski and Z. Was, arXiv:1011.0937 [hep-ph] (28 Apr 2015).
32. A. Andonov, A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova *et al.* *Comput. Phys. Commun.* **174** (2006), pp. 481–517. [10.1016/j.cpc.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2005.12.006). arXiv:hep-ph/0411186.
33. Marek Schoenherr, Frank Krauss, *JHEP* **12** (2008), 018. [10.1088/1126-6708/2008/12/018](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/018). arXiv:0810.5071v2 [hep-ph].
34. D. R. Yennie, S. C. Frautschi and H. Suura, The Infrared Divergence Phenomena and High-Energy Processes, *Ann. Phys.* **13** (1961), 379-452. [10.1016/0003-4916\(61\)90151-8](https://doi.org/10.1016/0003-4916(61)90151-8).
35. S. Yost, B. F. L. Ward, [arXiv:1606.09032 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1606.09032) (29 Jun 2016) ([https://www.researchgate.net/publication/326121690\\_KKMC-hh\\_a\\_precision\\_event\\_generator\\_for\\_electroweak\\_radiative\\_corrections\\_in\\_hadron\\_scattering](https://www.researchgate.net/publication/326121690_KKMC-hh_a_precision_event_generator_for_electroweak_radiative_corrections_in_hadron_scattering)).
36. The ATLAS Collaboration, *The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008. JINST **3** S08003. [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003).
37. The ATLAS Collaboration, *Eur.Phys.J.C* **70** (2010) 875-916
38. ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector: Technical Design Report, 1*, *ATLAS-TDR-4* (CERN, 1997). <https://cds.cern.ch/record/331063>
39. ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS transition radiation tracker in run 1 of the LHC: tracker properties. JINST **12** P05002 (2017). <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/P05002>. arXiv:1702.06473 [hep-ex]
40. H. Abreu(Orsay, LAL), M. Aharrouche(Mainz U., Inst. Phys.), M. Aleksa(CERN), L. Aperio Bella(Annecy, LAPP), J.P. Archambault(Carleton U.) et al. Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters JINST **5** (2010) P09003 • DOI: 10.1088/1748-0221/5/09/P09003
41. ATLAS Collaboration ATLAS tile calorimeter: Technical design report CERN-LHCC-96-42, <http://cds.cern.ch/record/331062>

42. ATLAS Collaboration • Georges Aad (Freiburg U.) et al., Performance of the ATLAS Trigger System in 2010, *Eur. Phys. J. C* 72 (2012) 1849 • e-Print: 1110.1530 • DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1849-1
43. ATLAS Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 70 (2010) 823. [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9).
44. S. Agostinelli *et al.* *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003) 250. [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
45. ATLAS Collaboration, The ATLAS Collaboration Software and Firmware, ATL-SOFT-PUB-2021-001, 2021, url: <https://cds.cern.ch/record/2767187> (cit. on p. 4).
46. Aaboud, M., Aad, G., Abbott, B. *et al.* Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data. *Eur. Phys. J. C* 77, 195 (2017). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4756-2>
47. Aad, G., Abbott, B., Abbott, D.C. et al. Emulating the impact of additional proton–proton interactions in the ATLAS simulation by presampling sets of inelastic Monte Carlo events. *Comput Softw Big Sci* 6, 3 (2022). <https://doi.org/10.1007/s41781-021-00062-2>
48. Paolo Nason. *JHEP*11 (2004) 040. [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040).
49. Torbjörn Sjöstrand *et al.* *Computer Physics Communications* 178 (11), 2008, pp. 852–867. [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036).
50. N. Davidson *et al.* *Computer Physics Communications* 199, 2016, pp. 86–101. [10.1016/j.cpc.2015.09.013](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.09.013).
51. P. Golonka *et al.* *The European Physical Journal C* 50, pp. 53–62 (2007). [10.1140/epjc/s10052-006-0205-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-006-0205-3).
52. T. Gleisberg *et al.* *Journal of High Energy Physics* 2009 (2009) 007. [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007).
53. Enrico Bothmann *et al.* *SciPost Phys.* 7, 034 (2019). [10.21468/SciPostPhys.7.3.034](https://doi.org/10.21468/SciPostPhys.7.3.034).
54. ATLAS Collaboration, Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data, *JINST* 14 (2019) P12006, arXiv: 1908.00005 [hep-ex] (cit. on p. 6).
55. ATLAS Collaboration, Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data, *Eur. Phys. J. C* 76 (2016) 666, arXiv: 1606.01813 [hep-ex] (cit. on p. 6).
56. ATLAS Collaboration, Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data, *Eur. Phys. J. C* 77 (2017) 195, arXiv: 1612.01456 [hep-ex] (cit. on p. 6).
57. Ю. В. Богомолов *и др.* [УФН 193 669–685 \(2023\)](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2023/02/000)

58. T. Adye, *Unfolding algorithms and tests using RooUnfold*, (2011) 313, arXiv: 1105.1160
59. ATLAS Collaboration, Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS 504 detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data, *Eur. Phys. J. C* 74 (2014) 3130, arXiv: 1407.3935 [hep-ex] (cit. on p. 6).
60. ATLAS Collaboration, Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data, *Eur. Phys. J. C* 76 (2016) 666, arXiv: 1606.01813 [hep-ex] (cit. on p. 6).
61. J. C. Collins and D. E. Soper, Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions, *Phys. Rev. D* 16 (1977) 2219.
62. The ATLAS collaboration., Aad, G., Abbott, B. *et al.* Measurement of the angular coefficients in Z-boson events using electron and muon pairs from data taken at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector. *J. High Energ. Phys.* **2016**, 159 (2016). [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)159](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2016)159), arXiv:1606.00689v1
63. The ATLAS collaboration., Measurement of the effective leptonic weak mixing angle using electron and muon pairs from Z-boson decay in the ATLAS experiment at  $\sqrt{s}=8$  TeV, ATLAS-CONF-2018-037, <https://cds.cern.ch/record/2630340>
64. The ATLAS collaboration., *Measurement of  $W^\pm$  and Z-boson production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector*, *Phys.Lett.B* 759 (2016) 601-621
65. E. Boos et al., CompHEP 4.4—automatic computations from Lagrangians to events, *Nucl. Instrum. Meth. A* 534 (2004) 250, Proceedings of the IXth International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, issn: 0168-9002, arXiv: hep-ph/0403113 (cit. on p. 14).
66. C. Gütschow and M. Schönherr, Four lepton production and the accuracy of QED FSR, *Eur. Phys. J. C* 81 (2021) 48, arXiv: 2007.15360 [hep-ph] (cit. on p. 14).
67. ATLAS Collaboration, Measurements of top-quark pair to Z-boson cross-section ratios at  $\sqrt{s} = 13, 8, 7$  TeV with the ATLAS detector, *JHEP* 02 (2017) 117, arXiv: 1612.03636 [hep-ex] (cit. on p. 16).
68. ATLAS Collaboration, Study of  $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$  decays at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector, [arXiv:2310.11574](https://arxiv.org/abs/2310.11574) [hep-ex]
69. S. Jadach, B. F. L. Ward, Z. A. Was and S. A. Yost, KK MC-hh: Resummed exact  $O(\alpha^2 L)$  EW corrections in a hadronic MC event generator, *Phys. Rev. D* 94 (2016) 074006, arXiv: 1608.01260 (cit. on pp. 3, 5).

70. Erler, J., Ferro-Hernández, R. Weak mixing angle in the Thomson limit. *J. High Energ. Phys.* 2018, 196 (2018).  
[https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2018\)196](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)196)
71. ATLAS Collaboration, Study of  $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$  decays at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector,  
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/STDM-2017-05/>