

ОТБОР И МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ В ДИМЮОННОМ КАНАЛЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS

И. А. Жижин, А. В. Ланёв, С. В. Шматов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Эксперимент Compact Muon Solenoid (CMS) имеет обширную физическую программу в режиме протон-протонных столкновений, в которой предусмотрены как проверка Стандартной модели на новой энергетической шкале масштаба, начиная с 1 ТэВ, так и поиск новых физических объектов и явлений за ее пределами. В дилептонном канале, в котором идет поиск новой физики, установленные ограничения на инвариантные массы дилептонов достигают нескольких тераэлектронвольт. При больших энергиях одной из проблем поиска новых тяжелых резонансов Z' является наличие фоновых процессов, в которых рождаются мюоны. Одним из таких процессов является photon-induced background (фотонные фоны), в дополнение к основному фоновому процессу — Дрелла-Яна. Димюоны, образованные из этих мюонов, могут быть неверно истолкованы как кандидаты в тяжелые резонансы, что делает задачу устранения фонов еще более актуальной. С этой целью и были выполнены анализы по выделению и снижению фонов, представленные в данной статье. Работа содержит результаты оценки поперечных сечений фоновых процессов в анализе по поиску тяжелых нейтральных резонансов Z' методом монте-карло-моделирования с использованием генератора FEWZ.

The Compact Muon Solenoid (CMS) experiment has an extensive physics program in the proton-proton collision mode, which includes both testing the Standard Model on a new energy scale starting from 1 TeV, and searching for new physical objects and phenomena beyond it. In the dilepton channel, where the search for new physics is underway, the established limits on the invariant masses of dileptons reach several TeV. At high energies, one of the problems in searching for new heavy Z' resonances is the presence of background processes in which muons are produced. One of these processes is the photon-induced background, in addition to the main background process — Drell-Yan. Dimuons formed from these muons can be misinterpreted as candidates for heavy resonances, which makes the task of eliminating backgrounds even more urgent. For this purpose, the analyses on the selection and reduction of backgrounds presented in this article were performed. The article presents the results of the assessment of the cross sections of background processes in the analysis of the search for heavy neutral resonances Z' by the Monte Carlo simulation method using the FEWZ generator.

PACS: 24.10.Lx; 25.30.Mr; 29.40.—n; 29.20.db

* E-mail: ilia.zhizhin@cern.ch

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) представляет собой успешную и тщательно проверенную модель, с высокой точностью описывающую все известные элементарные частицы — лептоны, кварки и бозоны, включая открытый в 2012 г. бозон Хиггса, а также их взаимодействия. Несмотря на массу теоретических достоинств и предсказательную силу, у модели существует ряд нерешенных проблем, а также некоторое количество физических явлений, не поддающихся описанию в рамках СМ. Это не позволяет считать ее окончательным вариантом теории. Среди них можно выделить набор свободных параметров, не определенных в рамках Стандартной модели, необъясняемое ею количество поколений фермионов, открытый вопрос о механизме СР-нарушения и пути интеграции гравитации в модель. Также Стандартная модель не предоставляет объяснения темной материи во Вселенной и сталкивается с проблемой иерархии энергетических масштабов, которые различаются на порядки: от характерного масштаба электрослабых взаимодействий в районе вакуумного среднего поля Хиггса в 246 ГэВ до значительно большего значения массы Планка, примерно 10^{19} ГэВ.

Неопределенности и невозможность описания некоторых физических явлений в рамках СМ подталкивают к необходимости дальнейших исследований и поиску расширений этой теории. Поэтому в рамках разработанной физической программы эксперимента CMS [1] осуществляется поиск предсказываемых новыми теориями отклонений от предсказаний Стандартной модели с целью поиска новой физики за ее пределами [2]. Поиски проводятся в широком диапазоне энергий (порядка нескольких тераэлектронвольт) и каналов распада. В частности, канал с парой лептонов l^+l^- в конечном состоянии — образования пар лептонов в результате аннигиляции кварк-антикварковой пары с обменом виртуальным фотоном или Z -бозоном (процесс Дрелла–Яна) — представляет один из критических тестов СМ, а установка CMS на Большом адронном коллайдере (БАК) оптимизирована для измерения мюонов с большими поперечными импульсами (до нескольких тераэлектронвольт). События с парой мюонов имеют простую экспериментальную сигнатуру. В этом канале сделан ряд открытий (J/ψ , B_s , Z и др.), и в различных теоретических моделях расширения СМ предсказывается появление новых тяжелых резонансов со спином-1, таких как: дополнительные калибровочные бозоны (Z') [3] из расширенного калибровочного сектора (Left-Right Symmetric Models, Grand Unified Theory и др.) [4, 5], переносчики темной материи (калуца-кляйновские возбуждения калибровочных бозонов СМ в ТэВ^{-1} модели плоских дополнительных измерений); со спином-2: RS1 (калуца-кляйновские моды гравитона) [6] с дополнительными измерениями, а также нерезонансных сигналов — гравитоны в модели ADD [7], контактные взаимодействия. Предсказываемые различными теориями новые тяжелые сигналы новой физики лежат в области энергий, достижимых на Боль-

шом адронном коллайдере, а установка CMS специально оптимизирована для получения хороших характеристик выделения мюонов больших поперечных импульсов p_T , что позволяет провести проверки процессов рождения узких димюонных резонансов вплоть до инвариантной массы нескольких тераэлектронвольт.

1. ДЕТЕКТОР CMS

Детектор CMS (Compact Muon Solenoid/компактный мюонный соленоид) — один из четырех крупных детекторов на Большом адронном коллайдере, спроектированный для изучения фундаментальных взаимодействий элементарных частиц при рекордных энергиях в протон-протонных столкновениях, доступных на БАК. Это огромная многофункциональная установка, позволяющая детектировать весь спектр известных элементарных частиц, рождающихся в результате столкновений протонов. Главная часть детектора — это соленоид с внутренним диаметром 6 м, обеспечивающий магнитное поле 3,8 Тл, который создает сильное магнитное поле внутри детектора. Это магнитное поле используется для измерения импульса заряженных частиц, таких как электроны и мюоны. Детектор имеет классическую структуру для коллайдерных экспериментов физики высоких энергий. Его архитектура основана на концепции вложенных друг в друга цилиндрических детектирующих слоев, расположенных вокруг оси пучка (Barrel) и двух торцевых частей (endcaps). Внутри него находятся кремниевый пиксельный и стриповый детекторы, электромагнитный калориметр на кристаллах вольфрамата свинца с хорошим энергетическим разрешением и адронный калориметр на основе латунного поглотителя и пластикового сцинтиллятора. Регистрация мюонов осуществляется в газовых ионизационных камерах, встроенных в стальное возвратное магнитное ярмо за пределами соленоида в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,4$, с плоскостями регистрации, выполненными по трем технологиям: дрейфовые трубки, катодно-стриповые камеры и резистивные пластинчатые камеры. В целом, эксперимент CMS на LHC оптимизирован для измерения мюонов с большими p_T (до нескольких тераэлектронвольт), имеющих простую экспериментальную сигнатуру — два противоположно заряженных, хорошо пространственно изолированных мюона.

2. КРИТЕРИИ ОТБОРА СОБЫТИЙ

События во время набора данных фильтруются с помощью двухуровневой триггерной системы. Первый уровень (L1) [8], состоящий из специализированных аппаратных процессоров, использует информацию от калориметров и мюонных детекторов для отбора событий с частотой около 100 кГц в течение временного интервала менее 4 мкс. Второй уровень, известный как высокоуровневый триггер (HLT) [8], осуществляет

полную реконструкцию событий, оптимизированную для быстрой обработки, и снижает частоту событий примерно до 1 кГц перед сохранением данных. Это этап онлайн-отбора.

На этапе офлайн-отбора выделяются представляющие интерес для анализа события. Для этого к событиям применяется ряд критериев отбора. Кандидаты в пару мюонов должны иметь хотя бы один мюон с реконструированными в мюонных детекторах сегментами треков, также мюонные кандидаты должны удовлетворять минимальному требованию на поперечный импульс $p_T > 53$ ГэВ и находиться в области чувствительности детекторных систем $|\eta| < 2,4$. Кроме того, на кандидаты накладывается условие изолированности: сумма p_T треков в пределах конуса радиуса $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0,3$ вокруг направления движение кандидата должна быть меньше 10% p_T кандидата. В отсеиваемой паре мюоны должны иметь противоположные заряды. Чтобы оба мюона исходили из одной вершины, их подгоняют к общей вершине, которая должна удовлетворять условию $\chi^2/\text{ndof} < 20$. Для подавления фона от мюонов космических лучей, проходящих вблизи точки взаимодействия, требуется, чтобы трехмерный угол между векторами импульса двух мюонных треков был меньше $\pi - 0,02$.

3. ПРОЦЕСС ДРЕЛЛА–ЯНА

Процесс Дрелла–Яна в физике частиц — очень полезный инструмент исследований и используется для изучения структуры протонов и проверки предсказаний квантовой хромодинамики. В эксперименте CMS он играет ключевую роль в поиске новых нейтральных калибровочных бозонов, таких как Z' и другие гипотетические частицы, предсказываемые теориями за пределами Стандартной модели, а также стал одним из наиболее изучаемых каналов на LHC. Его привлекательность обуславливается такими причинами, как: чистота сигнала — мюоны легко идентифицируются и отслеживаются в детекторах благодаря их большому времени жизни и высокой проникающей способности; минимизация фона — мюонные пары имеют меньший фон по сравнению с электронами, что облегчает выделение сигнала; высокая точность — использование мюонов позволяет достичь высокой точности измерений, что критически важно для поиска тонких отклонений от предсказаний СМ; простая экспериментальная сигнатура — пара мюонов, эксперимент CMS специально оптимизирован для измерения мюонов с большим поперечным импульсом p_T (до нескольких тераэлектронвольт). Основная мотивация для поиска новой физики в канале с парой мюонов связана с предсказаниями появления новых нейтральных калибровочных бозонов, которые могут проявляться в процессах с мюонными парами. Однако в анализах по поиску таких частиц процесс Дрелла–Яна служит не только сигналом, но и важным фоновым процессом в экспериментах по поиску новой физики. Он описывает рождение пар лептонов через аннигиля-

цию кварк-антикварковых пар с образованием виртуального фотона или Z -бозона $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-$, который распадается на лептонную пару. Эта схема служит основным механизмом для фона в поисках новых частиц в конечных состояниях с парами мюонов. Измерение дифференциальных сечений процесса позволяет уточнить параметры модели, а также потенциально выявить возможные отклонения, указывающие на наличие новой физики. В рамках Стандартной модели распады Z -бозона и виртуальных фотонов на пары лептонов дают важный фоновый сигнал, который необходимо учитывать при анализе данных. Сравнение наблюдаемых спектров инвариантной массы мюонов и электронов с предсказаниями Стандартной модели позволяет выделить возможные отклонения, которые могут свидетельствовать о наличии новой физики. Теории, предсказывающие такие частицы, включают расширенные модели электро-слабого взаимодействия и модели с дополнительными измерениями. Эти бозоны могут проявляться в виде пиков в распределении инвариантной массы мюонных пар, что отличает их от фона Дрелла–Яна.

В ходе анализа проведено монте-карло-моделирование сечений процесса Дрелла–Яна в интервале масс в области пика Z $M = 60–120$ ГэВ. Полученные результаты представлены на рис. 1 и 2. Кроме того, на рис. 3 представлено сравнение сечений ДЯ для 13 и 13,6 ТэВ с референсными значениями CMS для Run2.

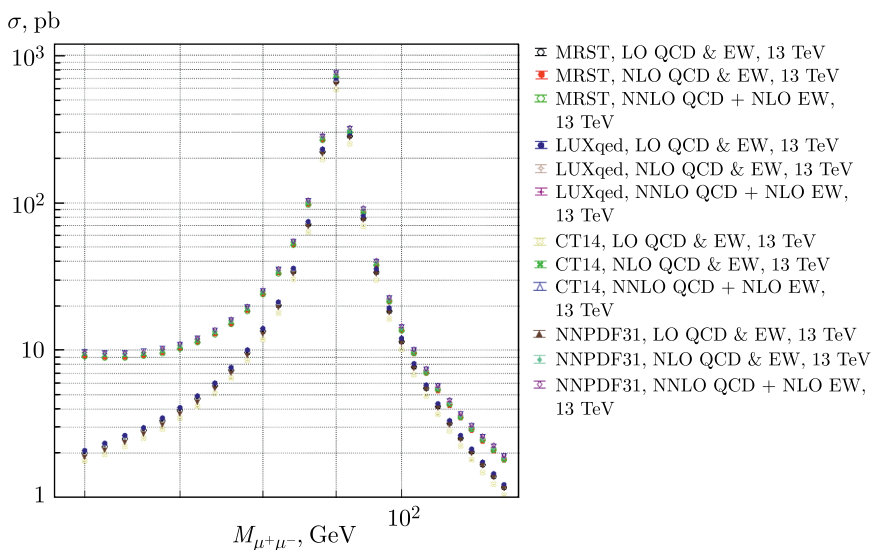


Рис. 1. Расчет сечений процесса Дрелла–Яна в области пика Z $M = 60–120$ ГэВ. Моделирование в порядках LO, NLO и NNLO с четырьмя различными PDF для энергии 13 ТэВ

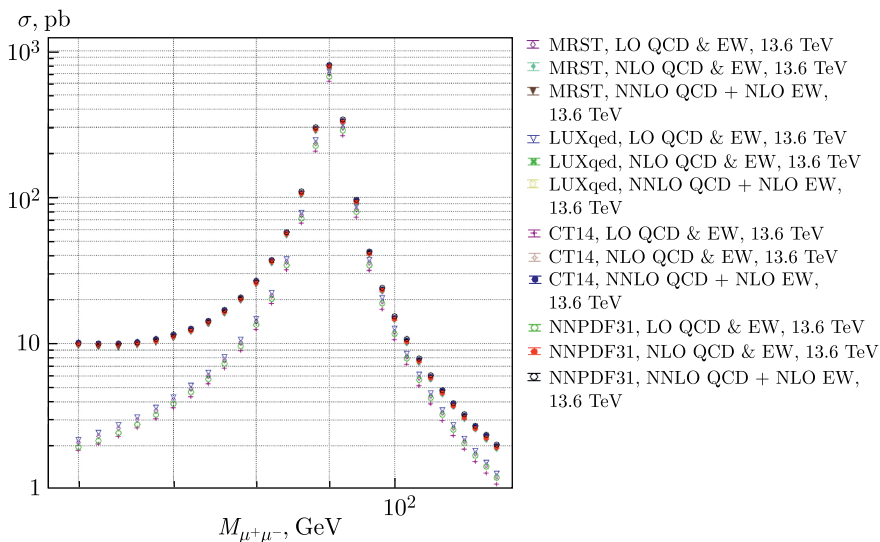


Рис. 2. Расчет сечений процесса Дрелла–Яна в области пика Z $M = 60\text{--}120$ ГэВ. Моделирование в порядках LO, NLO и NNLO с четырьмя различными PDF для энергии 13,6 ТэВ

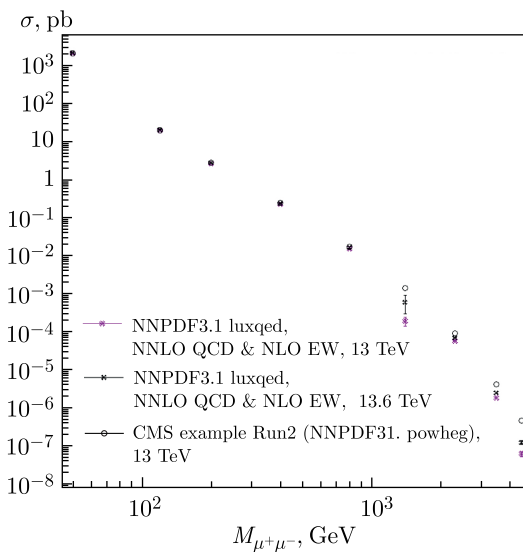


Рис. 3. Сравнение распределений поперечных сечений Дрелла–Яна с PDF NNPDF3.1 в порядке NNLO по QCD по всему фазовому пространству и сравнение со значениями CMS для Run2

4. КАНАЛ С ОДНОИМЕННО ЗАРЯЖЕННЫМИ ПАРАМИ МЮОНОВ

Одним из перспективных каналов для исследований в физике высоких энергий является рождение пар одноименно заряженных лептонов (same-sign), поскольку такие процессы в рамках Стандартной модели встречаются крайне редко, что делает их удобной мишенью для выявления новой физики, в основном происходящей через слабые взаимодействия, такие как распады бозонов W и Z . Такие процессы включают в себя сложные фоновые события, а их редкость в рамках Стандартной модели делает их удобными для поиска аномалий, которые могут указывать на новую физику. Однозарядные фоны возникают в результате различных процессов СМ, включая дибозонные события, содержащие в конечном состоянии от двух до четырех лептонов. Джеты Z + струя и $t\bar{t}$ + струя с лептонными W -распадами вносят вклад в нерезонансный фон из-за ошибочной идентификации джетов как лептонов или через настоящие лептоны внутри джетов. W + струя и многоструйные события КХД являются примерами процессов с большим сечением, которые потенциально вносят вклад в фон СМ. Однако требование наличия множества изолированных лептонов с высоким поперечным импульсом почти полностью устраняет вклад этих процессов. Такая сигнатура с парой лептонов одного знака предсказывается в ряде моделей расширения группы СМ. Примером таких аномалий могут быть процессы, предсказываемые теорией суперсимметрии (SUSY), а также моделями с дополнительными заряженными частицами, такими как двойные заряженные бозоны Хиггса в теориях с расширенным сектором Хиггса, так называемый механизм «качелей» («seesaw») [8], нацеленный на объяснение массы нейтрино. В нем вводятся очень тяжелые нейтрино для каждого аромата. Существование ненулевых масс нейтрино может представлять собой сигнал физики за пределами Стандартной модели. Наблюдение двухзарядной скалярной частицы позволило бы установить механизм качелей типа II как наиболее многообещающую основу для генерации масс нейтрино [11]. Также существует модель билептонов («Bileptons» или модель 331) [9] — вводится с целью объяснения, почему существует именно 3 поколения кварк-лептонных семейств: в ней $SU(2)_L$ расширяется до $SU(3)_L$ и содержит $N^2 - 1 = 8$ калибровочных бозонов в ее $SU(3)_L$. Три из них — $W^\pm$ и Z , а также вводимые в рамках теории дважды заряженные $Y^{\pm\pm}$ и одноименно заряженные $V^\pm$ и тяжелый нейтральный Z' . Наиболее значимый аспект этой модели представляет собой объяснение трех кварк-лептонных семейств, что является одним из основных теоретических мотивов для ожидания билептонов в природе. Это достигается за счет нетривиального устранения аномалий в модели, которое происходит между семействами, в отличие от СМ, где желаемое условие отсутствия аномалий достигается для каждого семейства отдельно. Ожидается, что дважды заряженные билептоны проявятся на

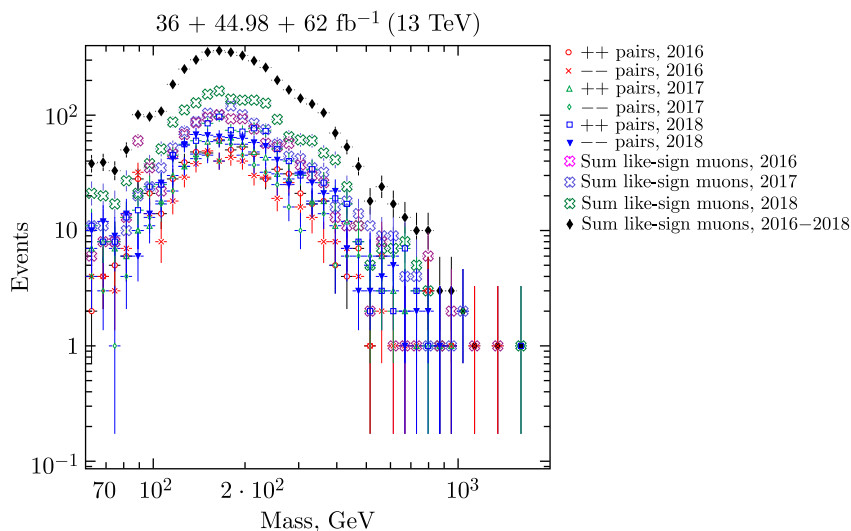


Рис. 4. Распределение инвариантных масс сумм равнозаряженных ($++$ и $--$) пар мюонов для полной статистики Run2, а также полной суммы пар по всем годам

масштабах ~ 1 ТэВ [10]. Результаты проведенного анализа одноименно заряженных пар на данных CMS Run2 представлены на рис. 4, демонстрирующем распределения количества $++$ и $--$ зарядовых комбинаций пар мюонов и полной суммы для полной статистики в зависимости от инвариантной массы пар.

5. ФОТОННЫЕ ФОНЫ

В фоновых событиях при больших инвариантных массах преобладает процесс Дрелла–Яна образования лептонных пар противоположного знака, опосредованный фотонным или Z -обменом из начальных партонов. При больших энергиях, на которых работает ЛНС, весомый вклад в рождение пар лептонов начинает вносить процесс испускания фотонов партонами из встречных пучков. Два квазиреальных фотона, испускаемые каждым кварком, взаимодействуют друг с другом, образуя два лептона $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ (рис. 5). Такой процесс называют индуцированный фотоном (photon-induced process) [13]. При больших инвариантных массах, 1 ТэВ и более, сечение такого процесса становится сравнимым с сечением рождения дилептонов в процессе Дрелла–Яна. Это чисто квантовомеханический процесс, так как классическая электродинамика предсказывает, что фотоны, будучи безмассовыми и электрически нейтральными, не взаимодействуют друг с другом напрямую. Однако квантовая электродинамика (КЭД) допускает такие взаимодействия через процессы высшего порядка с участием виртуальных частиц.

Образование лептонных пар, таких как пары электрон–позитрон e^+e^- , мюон–антимюон $\mu^+\mu^-$, дает дополнительный вклад в фоновые процессы, что затрудняет выделение сигнала. На этом интервале инвариантных масс становится актуальным и приоритетным вопрос об изучении этого процесса и, следовательно, выделении его как фонового.

Исследование фотон-индуцированного фона — значимая тема

в физике элементарных частиц в контексте образования лептонных пар через взаимодействие фотонов. Понимание процесса необходимо для интерпретации экспериментальных данных, улучшения выделения и подавления фоновых событий. Путем моделирования методом Монте-Карло в работе оцениваются сечения процесса с целью исследования прогнозирования ожидаемого фона и разработки стратегии для уменьшения его влияния. Точное моделирование фотонных фонов необходимо для точных измерений. Это позволит лучше интерпретировать экспериментальные данные и уменьшить неопределенности в измерениях фундаментальных параметров. Образование лептонных пар во взаимодействиях фотонов может предоставить окно в новую физику. Аномалии или отклонения от ожидаемых предсказаний КЭД могут указывать на наличие новых частиц или взаимодействий. Чтобы вычислить этот процесс, нужны PDF (Parton distribution function) [16], включающие фотонную компоненту. Для отбора мюонов и димюонов в конечном состоянии применялся критерий отбора $|\eta| < 2,4$. Моделирование фотонных фонов в высших же порядках NNLO QCD + NLO EWK выполнялось в FEWZ (Fully Exclusive W and Z Production) генераторе для вычисления лидирующего порядка (LO), первого (NLO) и второго (NNLO) порядков теории возмущений КХД и первого порядка электрослабых взаимодействий. Для анализа были использованы три различные PDF: MRST2004qed, LUXqed17 и CT14qed с константой сильной связи $\alpha_S(M_Z) = 0,118$, с каждой из которых проведено моделирование в массовом интервале от 15 до 8000 ГэВ. На рис. 6 для порядков NLO и NNLO представлены сечения в зависимости от инвариантной массы димюонов для процесса Дрелла–Яна и Дрелла–Яна с вкладом Photon induced процесса для трех различных PDF. Рис. 7 представляет распределение отношений сечений процессов $(DY+PI)/DY$ для одной выбранной PDF. На генерируемые события накладывалось лишь одно ограничение по псевдобыстроте $|\eta| < 2,4$, на p_T и другие параметры ограничения не накладывались. Видны небольшие флуктуации отдельных точек, особенно при больших инвариантных массах.

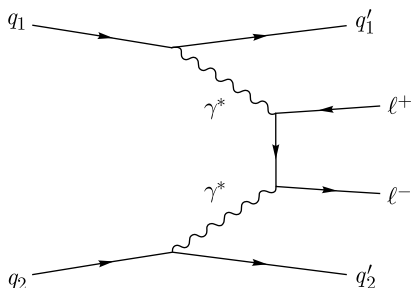


Рис. 5. Диаграмма рождения пары лептонов в photon-induced процессе

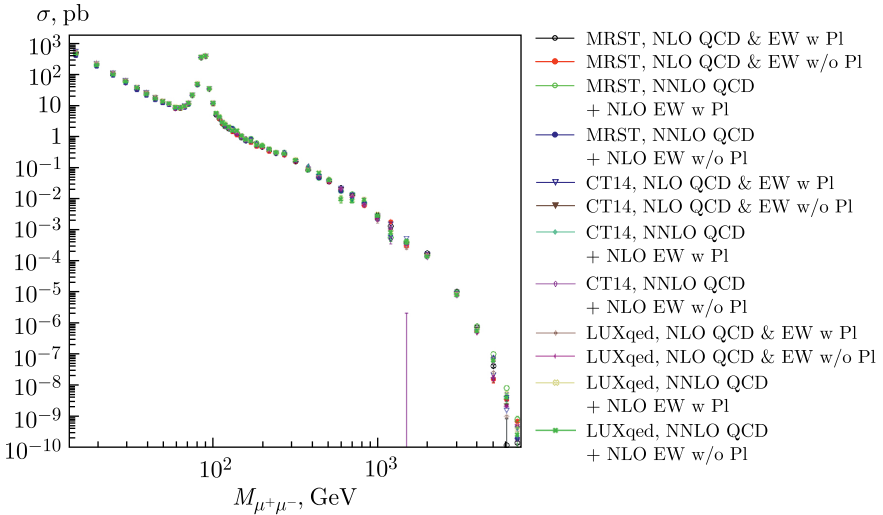


Рис. 6. Распределения сечений в зависимости от инвариантной массы пары мюонов. Представлены сечения для порядков NLO и NNLO с вкладом photon-induced процесса и без него для трех различных PDF. Обозначения: w — Дрелл-Ян с вкладом фотонных фонов, w/o — без вклада

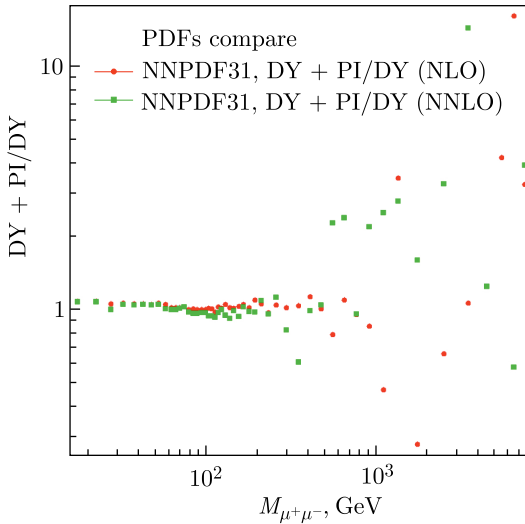


Рис. 7. Распределение по инвариантной массе $M_{\mu^+\mu^-}$ отношений сечений процесса с фотонным вкладом (DY + PI) к сечениям без вклада (DY) для NNPDF31

Иногда веса сечений получаются отрицательными, преимущественно на масштабе от 3 до 8 ТэВ. Для подавляющего большинства весов, для всего исследуемого диапазона вплоть до 8 ТэВ, удалось получить поло-

жительные веса, проведя генерацию в FEWZ с увеличением заданной относительной точности на 2 порядка с 10^{-1} до 10^{-3} и увеличением числа итераций в вычислениях. Однако полностью избавиться от них пока что не удалось.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты по снижению фонов в анализах по поиску новых тяжелых резонансов. Моделированием методом Монте-Карло рассчитаны сечения процесса Дрелла–Яна в диапазоне масс 60–120 ГэВ в области Z -пика с различными PDF для энергий второго и третьего этапов работы ускорителя LHC с 13 и 13,6 ТэВ соответственно. Проведен анализ одноименно заряженных пар мюонов для полного набора данных Run2 (2016–2018 гг.), отклонений от предсказаний СМ не обнаружено. Для фотонных фонов проведено моделирование в генераторе Монте-Карло FEWZ и оценен вклад в сечение процесса рождения пар лептонов в порядках NLO по EW и NNLO QCD. При массах порядка нескольких тераэлектронвольт вклад этого процесса становится заметным на фоне процесса Дрелла–Яна, что мотивирует более пристальное изучение влияния этого процесса и выделение его как фонового.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bayatian G. L. et al. (CMS Collab.). CMS Physics. Technical Design Report. V. 1: Detector Performance and Software. CERN, 2006. 521 p.*
2. *Шматов С. В. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. С. 701;*
Шматов С. В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 546;
Горбунов И. Н., Шматов С. В. // Там же. С. 647;
Ланёв А. В. // ЭЧАЯ. 2024. Т. 55. С. 1;
Горбунов И. Н., Шматов С. В. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1160.
3. *Leike A. // Phys. Rep. 1999. V. 17. P. 143; doi: 10.1016/S0370-1573(98)00133-1; arXiv:hep-ph/9805494.*
4. *Hewett J. L., Rizzo T. G. // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193; doi: 10.1016/0370-1573(89)90071-9.*
5. *Grimus W. // Proc. of the 4th Hellenic School “Elementary Particle Physics”, Corfu, Greece, Sept. 2–20, 1992. V. 1&2. P. 619–632.*
6. *Randall L., Sundrum R. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4690; arXiv:hep-th/9906064.*
7. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. R. // Phys. Lett. B. 1998. V. 429. P. 263; arXiv:hep-ph/9803315.*
8. *CMS Collab. // J. Instrum. 2017. V. 12. P. 01020; doi: 10.1088/1748-0221/12/01/P01020; arXiv:1609.02366.*
9. *Nepomuceno A. A., Meirose B. // Phys. Rev. D. 2020. V. 101. P. 035017; arXiv:1911.12783.*
10. *Nepomuceno A. A., Meirose B. // Phys. Rev. D. 2020. V. 101. P. 035017.*

11. *Raidal M. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2008. V. 57. P. 13; doi: 10.1140/epjc/s10052-008-0715-2; arXiv:0801.1826.
12. *Babu K. S., Sudip Jana* // Phys. Rev. D. 2017. V. 95. P. 055020; arXiv: 1612.09224.
13. *Bourilkov D.* arXiv:hep-ph/1606.00523.
14. *Bierlich Ch. et al.* A Comprehensive Guide to the Physics and Usage of PYTHIA 8.3. arXiv:2203.11601 [hep-ph].
15. *Gavin R., Ye Li, Petriello F., Quackenbush S.* FEWZ 2.0: A Code for Hadronic Z Production at Next-to-Next-to-Leading Order. arXiv:1011.3540.
16. *Soper D. E.* Parton Distribution Functions // Nucl. Phys. B. 1997. V. 53. P. 69; arXiv:hep-lat/9609018.
17. *CMS Collab.* // JHEP. 2019. V. 12. P. 059; arXiv:1812.10529.