

ДИМЮОННАЯ ФИЗИКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

А. В. Ланёв *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор результатов коллаборации CMS по физике рождения димюонов в протон-протонных столкновениях, включая как прецизионное измерение дифференциального сечения процессов Дрелла-Яна и редких процессов, так и поиск узких тяжелых резонансов и других эффектов в физике за пределами Стандартной модели в димюонном канале.

We present an overview of the CMS Collaboration recent results on the dimuon physics in proton-proton collisions, beginning with the precision measurements of Drell-Yan differential cross sections and rare processes and extending into the search for narrow heavy resonances and other effects beyond the Standard Model in the dimuon channel.

PACS: 12.15.-y; 12.60.-i; 13.85.-t; 14.60.Ef; 14.60.-z; 14.70.-e; 14.80.-j

1. ВВЕДЕНИЕ И МОТИВАЦИЯ

Как известно, события в канале с парой мюонов (димюоны) являются чистыми с точки зрения реконструкции и идентификации частиц. Это позволяет эффективно их использовать для поиска новых узких резонансов. Так были сделаны многие большие открытия в димюонном канале (J/ψ , Υ , Z и т. д.), причем иногда это были неожиданные находки в поисковых экспериментах без теоретических предсказаний. В настоящее время изучение димюонов в эксперименте CMS обусловлено следующими причинами:

- процесс Дрелла-Яна (ДЯ, см. диаграмму на рис. 1) является одним из важных процессов Стандартной модели (СМ). Теоретические расчеты дифференциального сечения проведены вплоть до NNLO-порядка квантовой хромодинамики (КХД). Поэтому сравнения расчетов с прецизионными экспериментальными измерениями обеспечивают строгие тесты пертурбативной КХД и значительные ограничения на функции распределения партонов (PDF);

- многие теоретические модели предсказывают вклад новой физики в димюонном канале;

* E-mail: lanyov@cern.ch

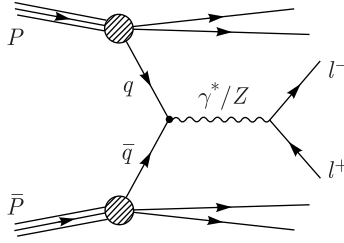


Рис. 1. Диаграмма процесса Дрелла–Яна

• эти измерения важны и для уточнения партонных функций распределения (PDF), которые будут использоваться, в частности, чтобы обеспечить надежные предсказания сечений в области больших масс и переданных импульсов;

• димюонные состояния широко используются также для калибровки и юстировки геометрии детектора;

• димюоны присутствуют в важных физических процессах с участием Z -бозона, например, $H \rightarrow ZZ$, $H \rightarrow \mu\mu$, $B \rightarrow \mu\mu$, в открытии $H \rightarrow b\bar{b}$ использовался также процесс $Z \rightarrow \mu\mu$.

На рис.2 показан спектр инвариантной массы димюона на CMS в Run2. Видны пики от хорошо известных резонансов типа J/ψ , Υ , Z , за открытие некоторых из них были присуждены Нобелевские премии. Наблюдается очень чистая экспериментальная сигнатура, в частности, для Υ -мезонов хорошо различаются три близких массовых состояния. Это происходит благодаря хорошему импульсному разрешению для мюонов, чему на CMS придавалось большое значение [1, 2]. Здесь можно вспомнить, что само слово «мюон» входит в название CMS («Компактный

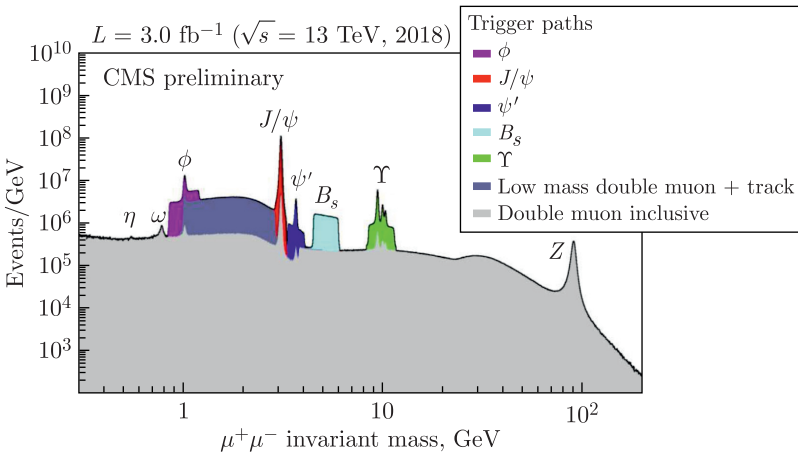


Рис. 2. Спектр димюонов в эксперименте CMS в большом диапазоне масс

мюонный соленоид»), и многие физические анализы с димюонами в конечном состоянии являются первоприоритетными в коллаборации CMS.

Рассмотрим, как развивались исследования по димюонам в Дубне. Коллаборация Russia and Dubna Member States (RDMS) CMS несет полную ответственность за внутренние торцевые мюонные системы ME1/1 и адронные калориметры HE. Поэтому 20 лет назад исследования с мюонами были выбраны главными целями физических исследований CMS в ОИЯИ. Основные этапы исследований: 2002 г. — были сформулированы программы исследований и начато изучение процессов с димюонами в Монте-Карло [3]; 2006 г. — в CMS был опубликован PhTDR [1] с ожиданиями физики при энергии 14 ТэВ, в него вошли три ноты: по DY, RS1 и ADD-сигналам [4–6]; начиная с 2011 г. был опубликован ряд работ с анализом данных при увеличивавшихся светимости и энергии, последняя работа вышла в 2021 г. с анализом полных данных Run2 со 140 фб^{-1} на 13 ТэВ [7].

Ниже описываются исследования процессов Дрелла–Яна и редких процессов, а также результаты поиска узких тяжелых димюонных резонансов, позволившие провести интерпретации данных в рамках различных физических моделей.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА–ЯНА И РЕДКИХ ПРОЦЕССОВ В СМ

С каждым новым значением достигнутой на LHC энергии ($\sqrt{s} = 7, 8, 13$ ТэВ) первыми результатами по электрослабой физике становились измерения сечений рождения Z - и W -бозонов — см. работы [9, 10].

В последней опубликованной работе по измерению дифференциального сечения процесса Дрелла–Яна (ДЯ) $d\sigma/dm$ [8] оно было представлено в полном фазовом пространстве после коррекций на аксептанс из предсказаний Монте-Карло, в новых кинематических областях $Q^2 > 225 \text{ ГэВ}^2$ и $x > 7 \cdot 10^{-5}$, которые существенно расширяют предыдущие измерения. Результаты представлены на рис. 3 в зависимости от инвариантной массы дилептона. Они сравниваются с теоретическими предсказаниями NNLO, которые были рассчитаны с использованием FEWZ 3.0 с поправками NNPDF 3.0 и NLO EW. В дополнение к измерению дифференциального сечения ДЯ в полном фазовом пространстве был получен результат измерения сечения в пределах аксептанса детектора и без коррекции излучения в конечном состоянии (Final-State Radiation, FSR). Результаты измерения хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями в пределах погрешностей.

Кроме того, представляют интерес дальнейшие исследования [11]: измерение мультидифференциальных сечений рождения Z -бозона и струй как функции p_T Z -бозона и струй для различных диапазонов масс Z -бозона, а также измеренное распределение множественности струй и скалярной суммы струи p_T , которая количественно определяет адронную

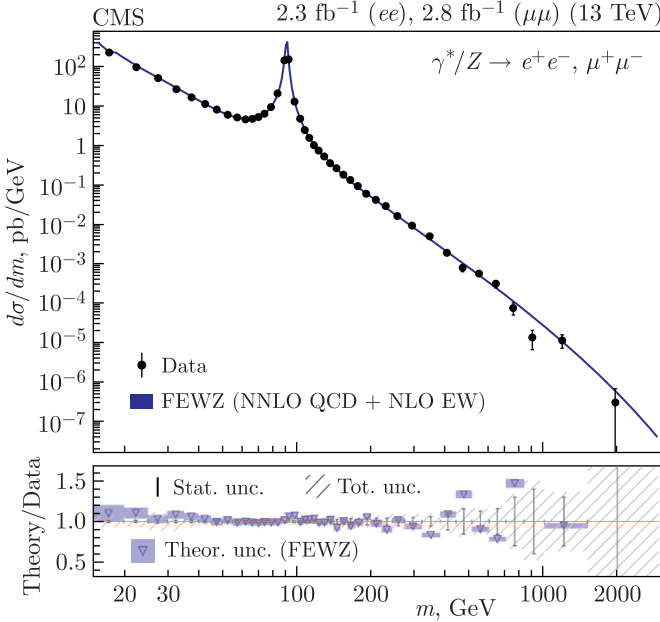


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Дифференциальное поперечное сечение ДЯ, измеренное для комбинации двух каналов и предсказанное теоретическим расчетом NNLO для FEWZ с NNPDF 3.0 в полном фазовом пространстве [8]. Отношение теоретических предсказаний и данных представлено внизу. Цветные прямоугольники представляют собой теоретические неопределенности

активность в событии. Измерения сравниваются с предсказаниями ряда генераторов МК, показано, что они по отдельности хорошо описывают измерения в тех областях, для которых они были оптимизированы. Тем не менее ни одна модель не может воспроизвести все зависимости во всем охватываемом диапазоне, дальнейший прогресс может быть достигнут за счет объединения этих подходов.

Кроме дифференциальных распределений, важную информацию о динамике процессов ДЯ дает измерение величины асимметрии вперед-назад A_{FB} (asymmetry forward-backward) процесса ДЯ [12], которая определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto \frac{3}{8} \left[(1 + \cos^2\theta^*) + \frac{A_0}{2}(1 - 3\cos^2\theta^*) \right] + A_{FB} \cos\theta^*,$$

где θ^* — угол между μ^- и направлением кварка в системе покоя Коллинза–Сопера, связанной с дилептоном. При этом направление кварка (а не антикварка) ассоциируется на LHC с направлением движения дилептона в лабораторной системе, так как на протонном коллайдере кварк, как правило, является валентным и, следовательно, обычно имеет

больший импульс, чем антикварк. Поэтому дилептоны чаще вылетают по направлению кварка, особенно для больших абсолютных значений быстроты дилептона. В СМ процесс ДЯ имеет большие величины асимметрии $A_{FB} \approx 0,6$ для $m_{ll} > 200$ ГэВ из-за интерференции вкладов обмена фотона γ^* и Z -бозона и имеет полюс при массе $m_Z \approx 91$ ГэВ. Измерение A_{FB} может быть чувствительной проверкой СМ, так как возможен вклад интерференции от Z' -бозонов, возникающих в различных моделях физики вне СМ. На рис. 4, а видно хорошее согласие с предсказанием СМ $A_{FB} \approx 0,6$. Асимметрия может быть использована

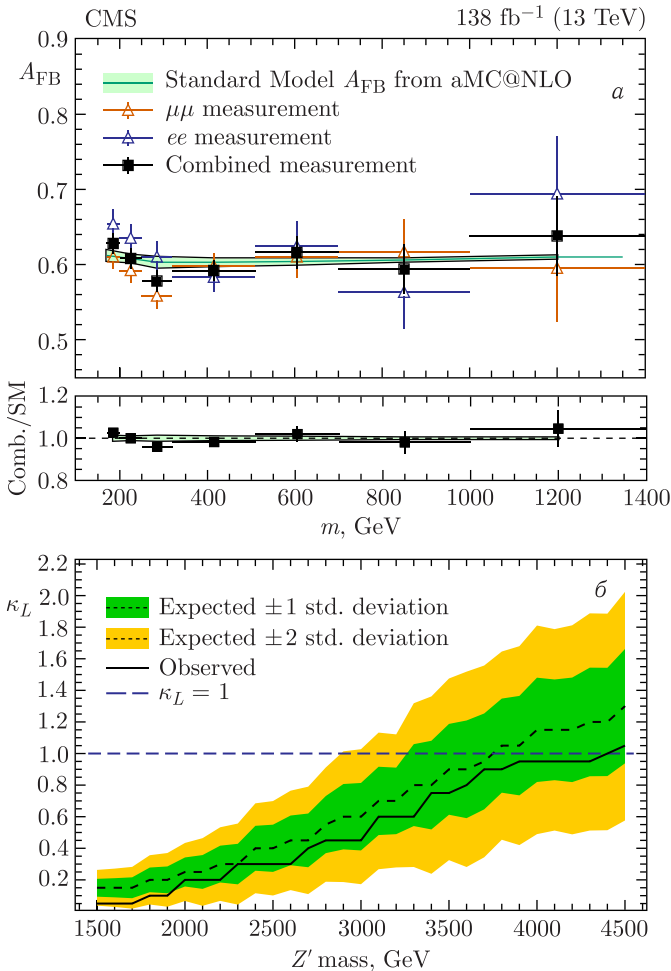


Рис. 4. а) A_{FB} в зависимости от массы дилептонов. б) Ограничения на массу гипотетического Z' -бозона модели SSM по данным A_{FB}

для установки ограничений на наличие дополнительного калибровочного бозона Z' в последовательной Стандартной модели (SSM) с величинами констант связи, как в СМ: был установлен нижний предел массы, равный 4,4 ТэВ при уровне достоверности (CL) 95 % (рис. 4, б) [12]. Информация об асимметрии также может быть использована для измерения угла слабого смешивания Вайнберга $\sin \theta_W$ [13].

Кроме измерения асимметрии, в полном угловом анализе могут быть измерены высшие коэффициенты полиномиального разложения — от A_0 до A_7 :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta^* d\phi^*} \propto & \left[(1 + \cos^2\theta^*) + A_0 \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta^*) + \right. \\ & + A_1 \sin(2\theta^*) \cos\phi^* + A_2 \frac{1}{2} \sin^2\theta^* \cos(2\phi^*) + \\ & + A_3 \sin\theta^* \cos\phi^* + A_4 \cos\theta^* + A_5 \sin^2\theta^* \sin(2\phi^*) + \\ & \left. + A_6 \sin(2\theta^*) \sin\phi^* + A_7 \sin\theta^* \sin\phi^* \right], \end{aligned}$$

где θ^* и ϕ^* — полярный и азимутальный углы отрицательно заряженного лептона в системе покоя лептонной пары. В опубликованной CMS работе [14] на данных pp -столкновений при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ были измерены пять наиболее значимых угловых коэффициентов, от A_0 до A_4 , для Z -бозонов в зависимости от поперечного импульса и быстроты. Эти измерения дают информацию о механизмах образования Z -бозонов и сравниваются с предсказаниями КХД NNLO. Наблюдается нарушение соотношения Лама–Тунга ($A_0 = A_2$), предсказываемое расчетами КХД за пределами ведущего порядка [14, 15].

В последние годы увеличение статистики на LHC позволило достичь новых результатов в поисках и анализе редких распадов тяжелых состояний. Представляет большой интерес изучение распадов $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, которые обладают низким брэнчингом и чувствительны к физике вне СМ. Последние результаты CMS, опубликованные в 2022 г., дают брэнчинг $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = [(3,95^{+0,39}_{-0,37} \text{ (стат.)} + 0,27 \text{ (сист.)})^{+0,21}_{-0,19} \text{ (FB)}] \cdot 10^{-9}$ близким к предсказанию СМ: $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$. Найденный верхний предел для брэнчинга B^0 $\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1,9 \cdot 10^{-10}$ с CL 95 % также соответствует СМ [16].

В 2020 г. в эксперименте CMS было найдено первое свидетельство редкого распада $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ со значимостью 3σ [17, 18], что оказалось возможным при использовании полной статистики Run2 со 137 fb^{-1} при 13 ТэВ и усовершенствованного анализа с использованием четырех механизмов рождения бозона Хиггса: глюонного слияния (ggH), слияния векторных бозонов (VBF), ассоциированного рождения с векторным бозоном (VH, где $V = W$ или Z) и ассоциированного рождения пары топ-кварк–антикварк ($t\bar{t}H$). В эксперименте брэнчинг $\text{Br}(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)$

находится в пределах от $0,8 \cdot 10^{-4}$ до $4,5 \cdot 10^{-4}$ при 95% CL, что соответствует предсказанию СМ $\text{Br}(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SM}} = 2,2 \cdot 10^{-4}$. Измеренный уровень сигнала относительно предсказания СМ составляет $\hat{\mu}^{\text{comb}} = 1,19_{-0,39}^{+0,40}$ (стат.) $_{-0,14}^{+0,15}$ (сист.). Этот результат представляет собой первое свидетельство распада бозона Хиггса на фермионы второго поколения. В будущем при интегральной светимости 1000 fb^{-1} ожидается достигнуть значимости около 8σ с учетом повышенной энергии $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ и модернизации детектора CMS [19]. Вероятность распада бозона Хиггса на два фермиона пропорциональна квадрату их массы [20], поэтому брэнчинг распада $H \rightarrow ee$ ожидается намного меньше, чем в димюонном распаде, и в СМ он равен $5 \cdot 10^{-9}$. Тем не менее также проводится экспериментальный поиск такого процесса в рамках модели, постулирующей наличие двух дублетов бозона Хиггса [21], исследование CMS установило наблюдаемый верхний предел $3,0 \cdot 10^{-4}$ брэнчинга $H \rightarrow ee$ [22].

3. ПОИСКИ УЗКИХ ТЯЖЕЛЫХ ДИМЮОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ВНЕ СМ

В данном разделе обсуждается развитие исследований по поиску узких тяжелых димюонных резонансов вне СМ, их результаты в области инвариантных масс от нескольких сотен ГэВ до нескольких ТэВ и их интерпретация в рамках новых моделей. В таблице приведены параметры из опубликованных работ CMS по поиску узких тяжелых дилептонных резонансов в 2011–2021 гг. для возрастающей энергии пучков \sqrt{s} и интегральных светимостей. Первая колонка таблицы показывает дату опубликования работы, затем идет ссылка на работу, значение энергии \sqrt{s} и полная интегральная светимость L . Последние колонки таблицы показывают результаты найденных ограничений на исключенное значение массы резонансов (в ТэВ) в рассматриваемых физических моделях.

Параметры из работ CMS по поиску узких тяжелых дилептонных резонансов

Дата	arXiv или CMS PAS	\sqrt{s} , ТэВ	L , fb^{-1}	Z' -модели		RS1-модель		
				SSM	Z'_{ψ}	$c = 0,1$	$c = 0,05$	$c = 0,01$
03.2011	1103.0981 [23]	7	0,040	1,14	0,89	1,08	0,86	—
06.2012	1206.1849 [24]	7	5	2,33	2,00	2,14	1,81	—
12.2012	1212.6175 [25]	7 + 8	5,3 + 4,1	2,59	2,26	2,39	2,03	—
12.2014	1412.6302 [26]	8	20,6	2,90	2,57	2,73	2,35	1,27
12.2015	EXO-15-005 [27]	13	2,8	3,15	2,60	—	—	—
09.2016	1609.05391 [28]	8 + 13	20,6 + 2,9	3,37	2,82	3,11	—	1,46
08.2016	EXO-16-031 [29]	13	13,0	4,00	3,50	—	—	—
03.2018	1803.06292 [30]	13	36	4,50	3,90	4,25	3,65	2,10
03.2021	2103.02708 [7]	13	140	5,15	4,56	4,78	4,16	2,47

В качестве теоретических ориентиров в этих работах использовались три различные модели: последовательная Стандартная модель Z_{SSM} с СМ-подобными константами связи, модель Z_ψ , предсказанная теориями Великого объединения [31], и гравитонные возбуждения Калуцы–Клейна, возникающие в модели дополнительных измерений Рэндалла–Сандрума (RS1) [32, 33]. Модель RS1 имеет два свободных параметра: массу первого гравитонного возбуждения и константу взаимодействия $c = k/\overline{M}_{Pl}$, где k — кривизна дополнительного измерения, а \overline{M}_{Pl} — редуцированная эффективная планковская шкала [5].

Представляет интерес графическое представление результатов по найденным пределам массы резонанса для SSM-модели в зависимости от использованной полной интегральной светимости. При этом надо учесть разные значения светимости партонов на LHC для разных энергий LHC, которые были найдены с помощью моделирования в известных соотношениях Дж. Стирлинга [34]. Отношения светимости партонов показаны

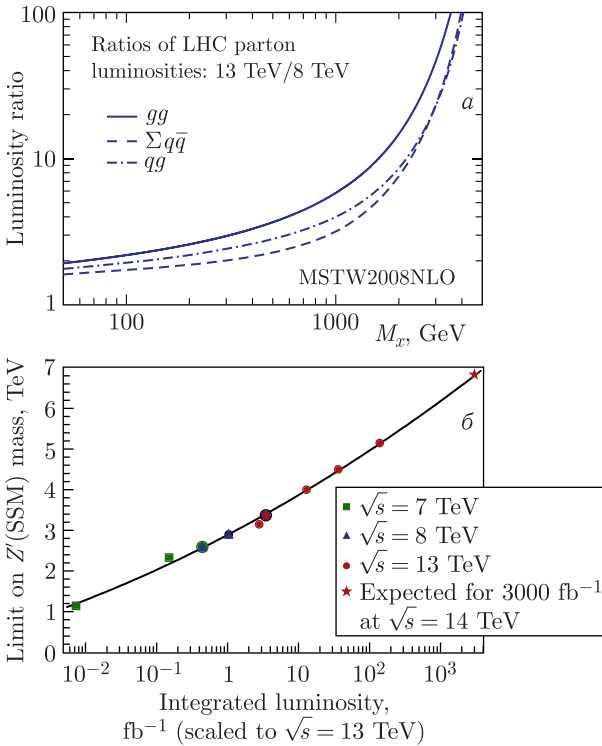


Рис. 5. а) Отношение светимости партонов при $\sqrt{s} = 13$ и 8 ТэВ [34]. б) Фитирование численных значений массовых пределов в SSM-модели в зависимости от величины интегральной светимости, пересчитанной на $\sqrt{s} = 13$ ТэВ

в зависимости от массы состояния M_x на рис. 5, *а*, так, например, для $M_x = 3$ ТэВ статистика на 1 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ будет эквивалентна 23 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. На рис. 5, *б* изображены экспериментальные точки пределов массы резонанса в зависимости от светимостей L , которые пересчитаны на $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и показаны в логарифмическом масштабе. Видно, что они хорошо фитируются параболой. Фит может также использоваться для прогноза возможных пределов в будущих анализах данных. Опыт показал хорошую точность таких предсказаний, так, например, на основе данных со статистикой 36 фб^{-1} в 2017 г. был предсказан предел $\sim 5,2$ ТэВ при 150 фб^{-1} , а реальный результат был получен позже равным близкому значению $5,15$ ТэВ при 140 фб^{-1} [7].

Далее в этом разделе описываются результаты последней опубликованной работы [7] по поиску узких тяжелых димюнных резонансов, в которой были использованы полные данные Run2 с интегральной светимостью 140 фб^{-1} при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Использовался триггер на одиночные мюоны с $p_T > 50$ ГэВ. Мюоны проходят стандартные критерии CMS отбора мюона с высокими p_T , мюонные кандидаты должны иметь $p_T > 53$ ГэВ и находиться в области, где возможная регистрация мюонов $|\eta| < 2,4$, исключаются мюонные треки с большими ошибками измерения p_T и накладываются условия изолированности треков. Спектр инвариантных масс димюонов показан на рис. 6, *а*, диэлектрон — на рис. 6, *б*. Событие с наибольшей массой димюона дало $M = 3,3$ ТэВ, а событие с диэлектроном — $M = 3,4$ ТэВ.

Чтобы наложить ограничения на массу, делается нормировка на $\sigma(Z)$:

$$R_\sigma = \frac{\sigma(pp \rightarrow Z' + X \rightarrow \ell\ell + X)}{\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow \ell\ell + X)}.$$

Таким образом устраняется неопределенность светимости и уменьшаются другие систематические эффекты. Поиск резонансов основан на анализе формы дилептонных массовых спектров, чтобы быть устойчивым к неопределенностям в абсолютном уровне фонов. Существование (или отсутствие) сигнала устанавливается путем выполнения фита с помощью метода максимального правдоподобия к наблюдаемому спектру. Существенных отклонений от ожиданий CM не наблюдалось, поэтому были установлены нижние границы масс гипотетических частиц, возникающих в сценариях новой физики. Полученные верхние пределы отношения сечений R_σ при 95 % CL показаны на рис. 7, *а* для комбинации димюонного и диэлектронного каналов. Нижние ограничения на массу Z' -резонанса оказались равными $5,15$ ТэВ для Z_{SSM} и $4,56$ ТэВ для Z_ψ . Результаты для RS1-модели дали нижние пределы масс для гравитонов RS1 Калуцы–Клейна, равные $4,78$, $4,16$ и $2,47$ ТэВ — для констант связи $c = 0,1$, $0,05$ и $0,01$ соответственно (рис. 7, *б*). Были проведены поиски также для нерезонансных сигналов в моделях контактных взаимодействий (CI) [35] и ADD (Arkani-Hamed–Dimopoulos–Dvali) [36], процедура и результаты подробно описаны в [7].

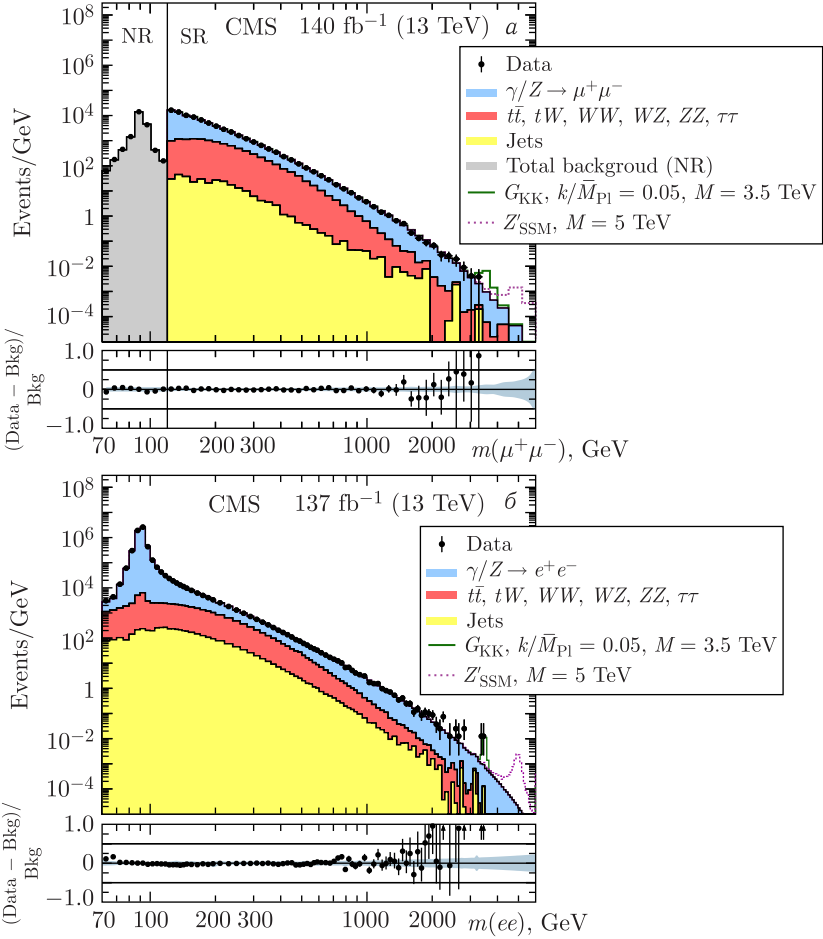


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Распределение инвариантной массы пар мюонов (а) и электронов (б), наблюдаемое в данных (черные точки со статистической погрешностью) и ожидаемое от процессов СМ (цветные гистограммы). Для димюонного канала использовался предварительно масштабированный триггер с порогом $p_T = 27$ ГэВ, для сбора событий в области нормализации (NR) с $m(\mu\mu) < 120$ ГэВ. Соответствующий порог офлайн-отбора составляет 30 ГэВ. События в сигнальной области (SR), соответствующей массам выше 120 ГэВ, собираются с помощью одномюонного триггера без предварительного масштабирования. Отношения найденного числа событий в данных после вычитания фона к ожидаемому фоновому числу показаны на нижних графиках. Синяя заштрихованная полоса представляет совокупные статистические и систематические неопределенности фонов

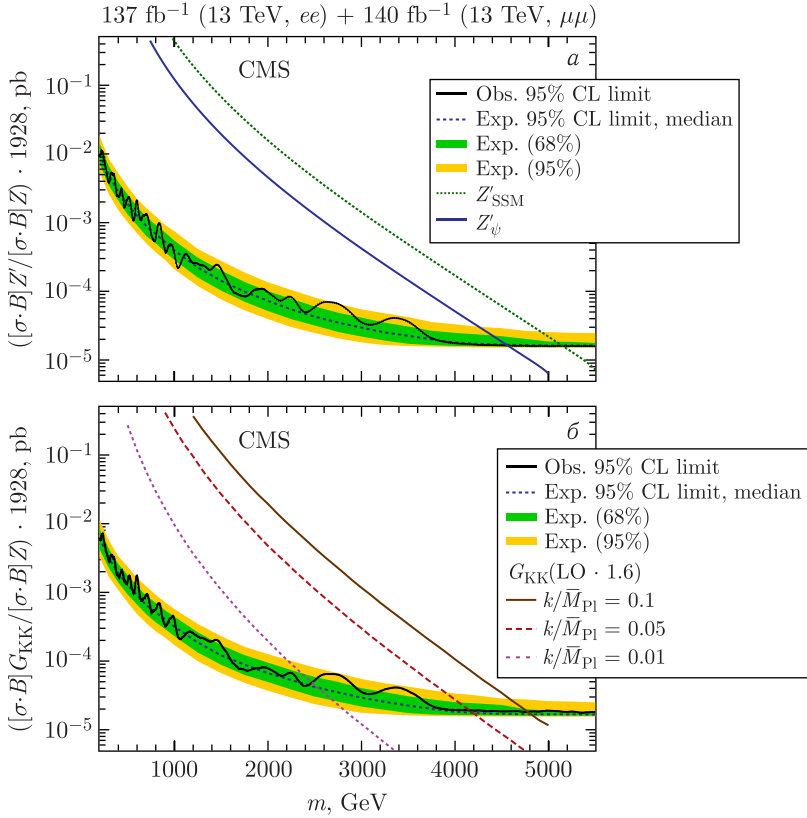


Рис. 7. а) Пределы сечений в Z' -моделях SSM и Z'_ψ . б) То же для модели RS1

Возможно также получение численных значений пределов на массы резонанса для многих обобщенных Z' -моделей, а не только Z_{SSM} и Z_ψ . Для этого используется то, что в приближении узкого резонанса сечение рождения Z' может быть выражено через коэффициенты c_u и c_d , зависящие от константы связи векторных бозонов с верхними и нижними кварками соответственно [37]:

$$c_u = \frac{g'^2}{2} (g_Z^{u2} + g_A^{u2}) \mathcal{B}(l^+l^-), \quad c_d = \frac{g'^2}{2} (g_Z^{d2} + g_A^{d2}) \mathcal{B}(l^+l^-).$$

В этом случае сечение будет иметь вид

$$\sigma_{l^+l^-} = \frac{\pi}{48s} [c_u w_u(s, M_Z^2) + c_d w_d(s, M_Z^2)],$$

где коэффициенты w_u и w_d являются модельно-независимыми величинами, поскольку они зависят только от энергии взаимодействия \sqrt{s} и массы

калибровочного бозона M_Z . Экспериментальные пределы на сечение рождения лептонных пар могут быть преобразованы в пределы массы Z' в пространстве (c_u, c_d) , где каждый класс моделей представлен уникальным контуром на плоскости (c_u, c_d) . На рис. 8, *a* для интегральной светимости 140 фб^{-1} [7] представлены предельные значения массы для объединенных каналов электронов и мюонов в виде линий, соответствующих разным массам гипотетического тяжелого калибровочного бозона. Значения константы связи зависят от модели, поэтому для различных моделей с расширенной калибровкой, предсказывающих Z' , допустимые области пространства (c_u, c_d) сильно отличаются. На рис. 8, *a* видно, что одна из возможных моделей (Z'_ψ) имеет минимальное сечение и является наиболее пессимистичным сценарием, а SSM-модель можно рассматривать как модель с довольно оптимистичным сечением.

При анализе данных Run2 результаты поиска новых тяжелых дилептонных резонансов были впервые также проинтерпретированы в контексте сигналов частиц-кандидатов в темную материю (ТМ). Для этого использовалась упрощенная модель с одной частицей ТМ и одним переносчиком взаимодействия между секторами СМ и ТМ [7, 38], где переносчик может быть векторным или аксиально-векторным. Были рассмотрены два случая, рекомендованные в обзоре [38], с одинаковыми константами связи векторного переносчика с лептонами и кварками ($g_q = g_l = 0,1$) и с подавленной константой аксиально-векторного переносчика с лептонами ($g_q = 0,1, g_l = 0,01$) — «лептофобный» распад. Полученные ограничения на массы частицы ТМ и переносчика представлены в зависимости от массы переносчика на рис. 8, *b* для случая аксиально-векторного переносчика.

В работе [7] универсальность лептонного аромата была впервые протестирована в ТЭВ-ном масштабе энергий. Это было сделано путем сравнения массовых спектров $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- при вычислении их отношения

$$R_{\mu^+\mu^-/e^+e^-} = \frac{d\sigma(\mu^+\mu^-)/dm_{\ell\ell}}{d\sigma(e^+e^-)/dm_{\ell\ell}},$$

которое для сохранения универсальности лептонного аромата должно равняться 1. Как показано на рис. 9, для массы дилептона до 1,5 ТэВ значительных отклонений от СМ не наблюдалось, а для массы бина выше 1,8 ТэВ наблюдались некоторые отклонения от 1, вызванные небольшим избытком в диэлектронном канале, совместимом со статистической флуктуацией, поэтому эту область будет интересно проверить с увеличенной статистикой в дальнейших запусках LHC.

Для интегральной светимости 3000 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$, ожидаемой на HL-LHC, предсказана чувствительность поиска тяжелых резонансов в дилептонном канале, потенциальное значение предела может увеличиться на 1,7 ТэВ с набором данных HL-LHC [39] (рис. 10). Произведение сечения сигнала на брэнчинг, которое может быть обнаружено со

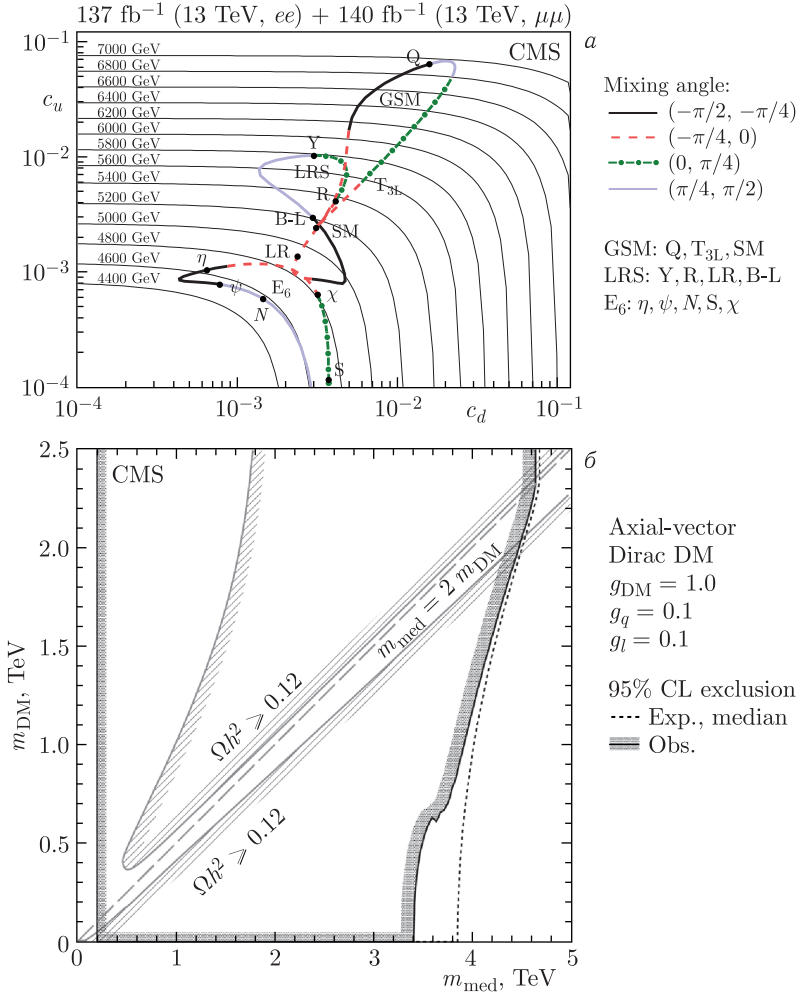


Рис. 8. а) Нижние пределы в плоскости (c_u, c_d) , полученные путем пересчета комбинированного предела 95% CL на сечение Z' -бозона для узких резонансов в диэлектронном и димюонном каналах. Для каждой массы Z' -бозона предел сечения обозначен сплошной тонкой черной кривой. Эти кривые помечены соответствующими массами Z' -бозонов. Замкнутые контуры, представляющие классы моделей GSM, LRS и E₆, состоят из сегментов толстой кривой. Каждая точка на сегменте соответствует определенной модели, расположение точки дает предел массы соответствующего Z' -бозона. Как указано справа, стили сегментов кривой соответствуют диапазонам конкретного угла смешивания для каждой рассматриваемой модели. Ниже указаны составляющие каждого класса модели. б) Пределы для модели с темной материей

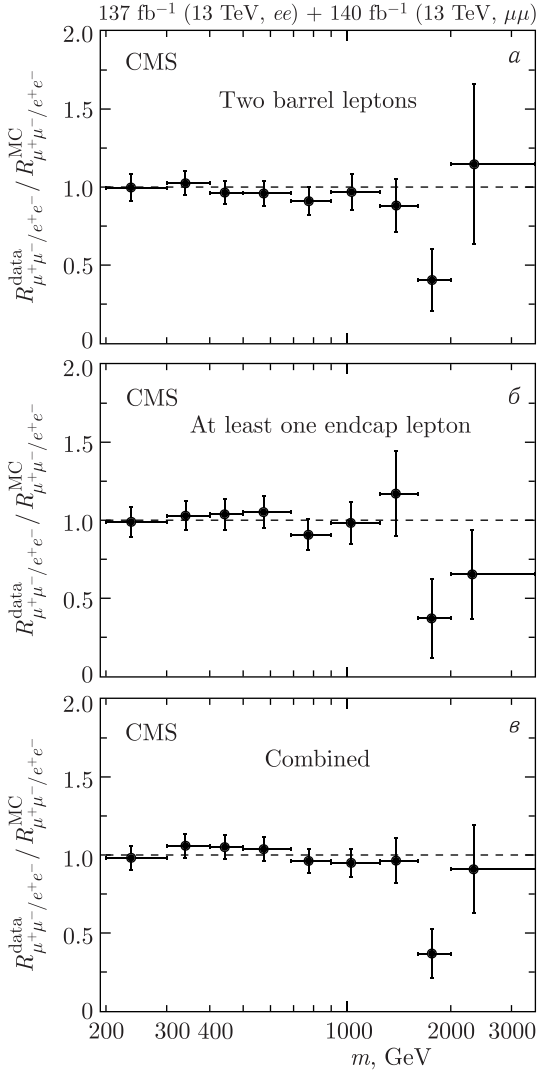


Рис. 9. Отношение универсальности лептонного аромата

значимостью 5σ , колеблется от $9,0 \cdot 10^{-5}$ пб при резонансной массе 1 ТэВ до $1,8 \cdot 10^{-6}$ пб при 7 ТэВ, и в этом случае на HL-LHC могут быть обнаружены бозоны Z_{SSM} и Z_{ψ} с массами до 6,27 и 5,72 ТэВ соответственно. Для проверки универсальности лептонного аромата точность улучшается в 5 раз в сценарии HL-LHC. Таким образом, на HL-LHC ожидается значительное улучшение чувствительности поиска новой физики [39].

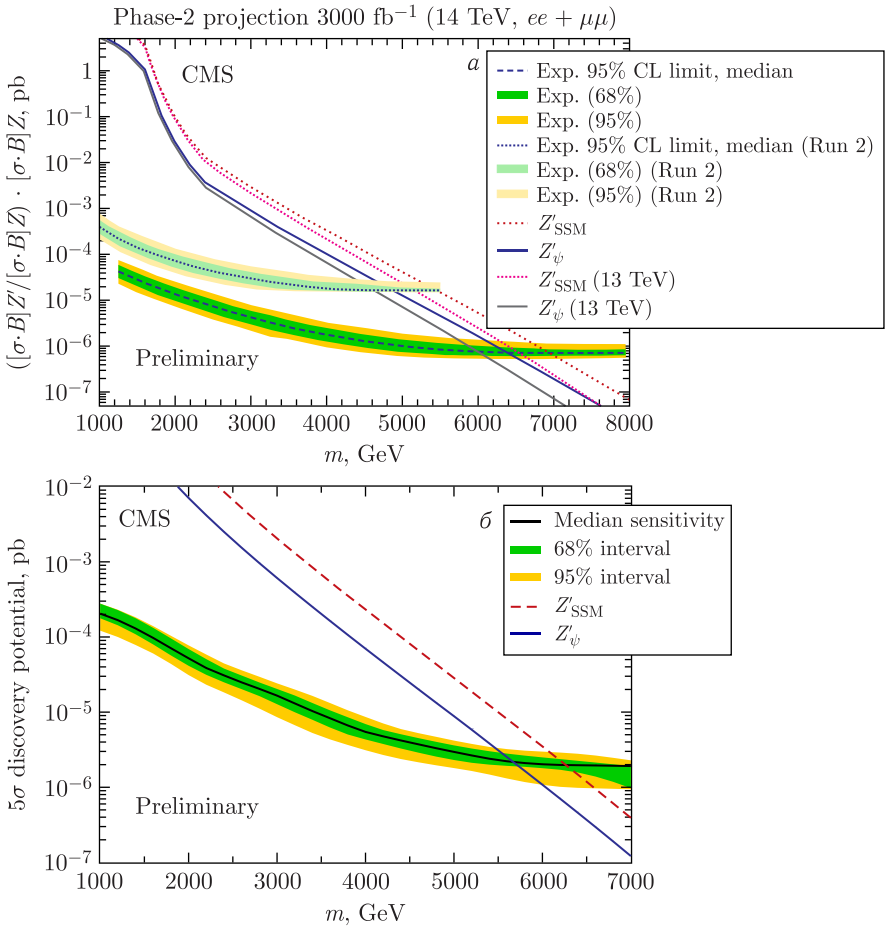


Рис. 10. а) Ожидаемые пределы вместе с их диапазонами 68 и 95% для полного набора данных «Фазы 2» модернизации CMS по сравнению с ожидаемыми пределами для анализа Run2. б) Произведение сечения сигнала и бренчинга, которые могут быть обнаружены с локальной значимостью 5σ, в зависимости от массы резонанса

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен обзор димюонной физики в эксперименте CMS на LHC. В Run1 и Run2 было получено множество данных, проведены физические анализы в новых энергетических областях. Это позволило лучше исследовать физику Стандартной модели и установить пределы для новой физики. Например, для SSM-модели пределы по массе в дилептонном

канале достигли 5,15 ТэВ, а для большой светимости ожидается достичь ~ 7 ТэВ. Проведены новые интерпретации для различных моделей и физических переменных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *CMS Collab.* CERN/LHCC 2006-001. 2006.
2. *CMS Collab.* Performance of the Reconstruction and Identification of High-Momentum Muons in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *J. Instrum.* 2020. V. 15. P. P02027; arXiv:1912.03516.
3. *Golutvin I. et al.* Search for TeV Scale Bosons in the Dimuon Channel with the CMS Detector // *Czech. J. Phys.* 2004. V. 54. P. A261–A268; hep-ph/0310336.
4. *Belotelov I. et al.* Study of Drell–Yan Dimuon Production with the CMS Detector. CERN-CMS-NOTE-2006-123. 2006.
5. *Belotelov I. et al.* Search for Randall–Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs. CERN-CMS-NOTE-2006-104. 2006.
6. *Belotelov I. et al.* Search for ADD Extra Dimensional Gravity in Dimuon Channel with the CMS Detector. CERN-CMS-NOTE-2006-076. 2006.
7. *CMS Collab.* Search for Resonant and Nonresonant New Phenomena in High-Mass Dilepton Final States at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* 2021. V.07. P.208; arXiv:2103.02708.
8. *CMS Collab.* Measurement of the Differential Drell–Yan Cross Section in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* 2019. V. 12. P. 059; arXiv:1812.10529.
9. *CMS Collab.* Measurement of Inclusive W and Z Boson Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. CMS-PAS-SMP-15-004. 2015.
10. *CMS Collab.* Measurements of Differential Z Boson Production Cross Sections in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* 2019. V. 12. P. 061; arXiv:1909.04133.
11. *CMS Collab.* Measurement of the Mass Dependence of the Transverse Momentum of Lepton Pairs in Drell–Yan Production in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2023. V. 83. P. 628; arXiv:2205.04897.
12. *CMS Collab.* Measurement of the Drell–Yan Forward–Backward Asymmetry at High Dilepton Masses in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* 2022. V. 08. P. 063; arXiv:2202.12327.
13. *CMS Collab.* Measurement of the Weak Mixing Angle Using the Forward–Backward Asymmetry of Drell–Yan Events in pp Collisions at 8 TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2018. V. 78. P. 701; arXiv:1806.00863.
14. *CMS Collab.* Angular Coefficients of Z Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and Decaying to $\mu^+\mu^-$ as a Function of Transverse Momentum and Rapidity // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 750. P. 154; arXiv:1504.03512.
15. *Mirkes E., Ohnemus J.* Angular Distributions of Drell–Yan Lepton Pairs at the Fermilab Tevatron: Order α_S^2 Corrections and Monte Carlo Studies // *Phys. Rev. D.* 1995. V. 51. P. 4891; arXiv:hep-ph/9412289.
16. *CMS Collab.* Measurement of $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Decay Properties and Search for the $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Decay in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett. B.* 2023. V. 842. P. 137955; arXiv:2212.10311.

17. *CMS Collab.* Evidence for Higgs Boson Decay to a Pair of Muons // JHEP. 2021. V. 01. P. 148; arXiv:2009.04363.
18. *CMS Collab.* A Portrait of the Higgs Boson by the CMS Experiment Ten Years after the Discovery // Nature. 2022. V. 607. P. 60–68; arXiv:2207.00043.
19. *CMS Collab.* Prospects for the Precise Measurement of the Higgs Boson Properties in the $H \rightarrow \mu\mu$ Decay Channel at the HL-LHC. CMS-PAS-FTR-21-006.
20. *Higgs P. W.* Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 508.
21. *Dery A., Frugiuele C., Nir Y.* Large Higgs-Electron Yukawa Coupling in 2HDM // JHEP. 2018. V. 04. P. 044; arXiv:1712.04514.
22. *CMS Collab.* Search for the Higgs Boson Decay to a Pair of Electrons in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV; arXiv:2208.00265.
23. *CMS Collab.* Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. 2011. V. 05. P. 093; arXiv:1103.0981.
24. *CMS Collab.* Search for Narrow Resonances in Dilepton Mass Spectra in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Lett. B. 2012. V. 714. P. 158–179; arXiv:1206.1849.
25. *CMS Collab.* Search for Heavy Narrow Dilepton Resonances in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Lett. B. 2013. V. 720. P. 63–82; arXiv:1212.6175.
26. *CMS Collab.* Search for Physics beyond the Standard Model in Dilepton Mass Spectra in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // JHEP. 2015. V. 04. P. 025; arXiv:1412.6302.
27. *CMS Collab.* Search for a Narrow Resonance Produced in 13 TeV pp Collisions Decaying to Electron Pair or Muon Pair Final States. CMS-PAS-EXO-15-005.
28. *CMS Collab.* Search for Narrow Resonances in Dilepton Mass Spectra in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and Combination with 8 TeV Data // Phys. Lett. B. 2017. V. 768. P. 57–80; arXiv:1609.05391.
29. *CMS Collab.* Search for a High-Mass Resonance Decaying into a Dilepton Final State in 13 fb⁻¹ of pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. CMS-PAS-EXO-16-031.
30. *CMS Collab.* Search for High-Mass Resonances in Dilepton Final States in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // JHEP. 2018. V. 06. P. 120; arXiv:1803.06292.
31. *Leike A.* The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons // Phys. Rep. 1999. V. 317. P. 143.
32. *Randall L., Sundrum R.* An Alternative to Compactification // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4690.
33. *Randall L., Sundrum R.* Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3370.
34. *Stirling W. J.* Private Communication. <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirling/plots/plots.html>.
35. *Eichten E., Lane K., Peskin M.* New Tests for Quark and Lepton Substructure // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 811.
36. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 086004; arXiv:hep-ph/9807344.

37. *Accomando E. et al.* Z' Physics with Early LHC Data // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 075012; arXiv:1010.6058.
38. *Albert A. et al.* Recommendations of the LHC Dark Matter Working Group: Comparing LHC Searches for Dark Matter Mediators in Visible and Invisible Decay Channels and Calculations of the Thermal Relic Density // *Phys. Dark Univ.* 2019. V. 26. P. 100377; arXiv:1703.05703.
39. *CMS Collab.* Sensitivity Projections for a Search for New Phenomena at High Dilepton Mass for the LHC Run 3 and the HL-LHC. CMS-PAS-FTR-21-005.