

ЭФФЕКТЫ $Z-Z'$ -СМЕШИВАНИЯ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ПАР W^\pm -БОЗОНОВ НА АДРОННЫХ И ЛЕПТОННЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И. Д. Бобовников¹, А. А. Панков²

Филиал Международного центра теоретической физики им. А. Салама,
Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, Гомель, Белоруссия

Исследованы потенциальные возможности Большого адронного коллайдера (ЛHC) и Международного линейного коллайдера (ILC) для поиска эффектов $Z-Z'$ -смешивания в процессах рождения пар W^\pm -бозонов в протон-протонных и электрон-позитронных столкновениях соответственно. Установлено, что процессы парного рождения W^\pm -бозонов обладают высокой чувствительностью к углу $Z-Z'$ -смешивания, а их измерение в настоящих и будущих коллайдерных экспериментах позволит улучшить современные ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания для исследуемых моделей с расширенным калибровочным сектором. Показано, что адронный коллайдер ЛHC уже при номинальной энергии 14 ТэВ и интегральной светимости 100 фб^{-1} даст значительно более точную информацию о параметре $Z-Z'$ -смешивания и массе M_2 по сравнению с той, которая может быть получена на лептонном коллайдере ILC (0,5 ТэВ).

The potential to search for $Z-Z'$ mixing in the W^\pm -boson pair production processes in proton-proton and electron-positron collisions at the Large Hadron Collider (LHC) and International Linear Collider (ILC), respectively, was studied. We found that the W^\pm -boson pair production processes are very sensitive to $Z-Z'$ mixing angle, and their measurements at current and future collider experiments allow one to improve the present limits on $Z-Z'$ mixing for the investigated models with extended gauge sector. The LHC at nominal energy and integrated luminosity, 14 TeV and 100 fb^{-1} , can provide a much more precise information on $Z-Z'$ mixing and Z_2 mass, M_2 , with respect to those which can be obtained at the lepton collider ILC (0.5 TeV).

PACS: 12.60.-i; 12.60.Cn; 13.66.Hk

ВВЕДЕНИЕ

В физических программах экспериментов на современных адронных (ЛHC) и планируемых на электрон-позитронных (ILC, CLIC) коллайдерах вопросу поиска «новой» физики, выходящей за рамки Стандартной модели (СМ), традиционно уделяется большое внимание. К числу подобных теоретических построений, являющихся обобщением СМ, относятся модели с расширенным калибровочным сектором, такие как лево-правосимметричные модели (LR), альтернативные лево-правосимметричные модели (ALR), E_6 -модели

¹E-mail: boboilya@yandex.by

²E-mail: pankov@ictp.it

и др. [1–4]. Их исследование (теоретическое и экспериментальное) представляет значительный интерес. Эти модели являются одними из простейших расширений СМ, характеризующихся элементарной структурой хиггсовского сектора. Общим для данных моделей является то, что они предсказывают новые физические объекты и явления на масштабе энергий $\mathcal{O}(1 \text{ ТэВ})$, связанные, например, с наличием тяжелых нейтральных (Z') калибровочных бозонов, обусловленных дополнительными калибровочными симметриями $U(1)'$.

Достижение порога рождения Z' -бозона явилось бы прямым доказательством проявления «новой» физики. Однако в данном случае интервал поиска масс Z' ограничен максимальной энергией коллайдера, на котором проводятся эксперименты. Значительно более широкий интервал масс можно исследовать с помощью пропагаторных эффектов. В этом случае ведется поиск отклонений различных наблюдаемых от соответствующих предсказаний СМ. Если экспериментальные данные при достигнутом уровне точности согласуются с СМ, т. е. отклонений от предсказаний СМ нет, то эту экспериментальную информацию можно использовать для получения ограничений на динамические параметры и массы Z' -бозонов.

Потенциальные возможности e^+e^- -коллайдеров для прямого рождения новых калибровочных бозонов гораздо скромнее по сравнению с адронными машинами из-за более низких энергий пучков. Кроме того, современные ограничения на массы Z' -бозонов для большинства моделей превосходят планируемую энергию электрон-позитронного коллайдера ILC, $\sqrt{s} \ll M_{Z'}$. Тем не менее основным достоинством этих машин является возможность проведения экспериментов по измерению наблюдаемых величин с высокой степенью точности и получения однозначной информации о косвенных (виртуальных) эффектах новых Z' -бозонов, а также эффектах бозонного $Z-Z'$ -смешивания. Последние, в моделях с расширенным калибровочным сектором, зависят от структуры хиггсовского сектора модели. Тем самым экспериментальное исследование процессов рождения пар W^\pm -бозонов может не только пролить свет на возможное существование «новой» физики, но и дать косвенные указания на хиггсовскую природу, а также установить структуру модели.

На основе данных, полученных из низкоэнергетических экспериментов по нейтральным токам, результатов на e^+e^- -коллайдерах LEP и SLC [5, 6], а также недавно выполненных экспериментов по поиску прямого адронного рождения Z' -бозонов в процессе Дрелла–Яна

$$pp \rightarrow Z' \rightarrow \ell^+\ell^- + X \quad (1)$$

($\ell = e, \mu$) на коллайдере LHC при энергии $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ с интегральной светимостью соответственно $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5$ и 20 fb^{-1} [7–10] можно заключить, что для большинства расширенных калибровочных моделей граничные значения для масс дополнительных Z' -бозонов находятся в интервале $\sim 2,5\text{--}3,0$ ТэВ (в зависимости от модели), а современный масштаб ограничений на угол смешивания составляет $\mathcal{O}(\phi) \sim 10^{-2}\text{--}10^{-3}$ рад [5, 11, 12]. При этом наиболее точная информация об угле смешивания была получена преимущественно из экспериментов на электрон-позитронных коллайдерах LEP1 и SLC по измерению резонансных наблюдаемых физических величин при энергии начальных состояний, равной массе стандартного Z -бозона, $\sqrt{s} = M_Z$, в процессах

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}, \quad (2)$$

где конечными фермионными состояниями f были заряженные лептоны и кварки. Высокая точность, достигнутая в экспериментах на коллайдерах LEP1 и SLC, объясняется прежде всего возможностью набора большого объема данных в резонансной области энергии.

Кроме того, эта информация дополнялась данными, полученными на коллайдере тэватрон, по точному измерению массы M_W , на основе которых определялся параметр бозонного $Z-Z'$ -смешивания с использованием соотношения между массами нейтральных и заряженных калибровочных бозонов, $M_Z = M_W/(\sqrt{\rho_0} \cos \theta_W)$, имеющего место в расширенных моделях. Очевидно также, что эти данные будут дополнены новой информацией, которая в ближайшем будущем будет получена в экспериментах на коллайдере LHC при энергии 13 и 14 ТэВ. Вместе с тем из этих данных нельзя сделать однозначный вывод о природе «новой» физики, который мог бы вызвать отклонение наблюдаемых величин от их поведения, предсказываемого СМ. Дело в том, что параметр ρ , который содержится в выражениях для векторных и аксиально-векторных констант связи фермионов с учетом петлевых поправок, зависит, в частности, от структуры хиггсовского сектора модели, которая изначально неизвестна. Кроме того, новые тяжелые фермионы и скалярные частицы, предсказываемые моделями с расширенным калибровочным сектором, могут давать вклад в параметр ρ на петлевом уровне. Все эти неопределенности приводят к появлению систематических (теоретических) погрешностей, которые могут быть весьма существенными при измерении параметра ρ и, в конечном счете, могут повлиять на точность определения параметра $Z-Z'$ -смешивания.

Процессы парного рождения заряженных W^\pm -бозонов в адронных столкновениях на LHC

$$pp \rightarrow W^+W^- + X, \quad (3)$$

электрон-позитронной аннигиляции на LEP2 и в большей степени на ILC

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \quad (4)$$

являются весьма эффективным инструментом поиска эффектов $Z-Z'$ -смешивания при высоких энергиях и, таким образом, играют роль основного поставщика информации об угле $Z-Z'$ -смешивания [13–15]. С теоретической точки зрения процессы парного рождения заряженных калибровочных бозонов в адронных и электрон-позитронных столкновениях интересны тем, что их сечения пропорциональны углу $Z-Z'$ -смешивания, который, как отмечалось выше, в расширенных калибровочных моделях зависит от структуры хиггсовского сектора.

Прямой поиск тяжелых резонансов в процессе $p\bar{p} \rightarrow W^+W^- + X$ осуществлялся экспериментальными группами CDF и D0 на коллайдере тэватрон. Коллаборация D0 исследовала возможность рождения резонанса в канале дибозонного распада, используя чисто лептонные $lv\ell'\nu'$ и полулептонные $lvjj$ моды [16]. Здесь $\ell = e, \mu$; jj — две адронные струи. Коллаборация CDF также осуществляла поиск тяжелых резонансов в канале их распада в пару заряженных калибровочных бозонов W^+W^- с последующим распадом в полулептонные $evjj$ конечные состояния [17]. Обе коллаборации установили ограничения на массы тяжелых резонансов, таких как новые нейтральные Z' - и заряженные калибровочные W'^\pm -бозоны, гравитоны Рэндалл–Сандрума. Кроме того, в настоящее время поиск тяжелых резонансов на LHC в WW -канале интенсивно ведется коллаборациями ATLAS и CMS. В частности, уже получена экспериментальная информация

о процессе (3) в лептонном канале $l\nu l'\nu'$ при энергии коллайдера 7 ТэВ и интегральной светимости $4,7 \text{ фб}^{-1}$ [18, 19].

Отметим, что в работе [12] из анализа экспериментальных данных по измерению процесса (4) на коллайдере LEP2 были впервые получены прямые ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания. Точность измерения угла смешивания оказалась не очень высокой, $|\phi| \sim 5-10\%$, так как сам коллайдер работал в интервале энергий, незначительно превышающем порог реакции (4), $\sqrt{s} \geq 2M_W$. Как было установлено ранее в работе [13], чувствительность процесса (4) к эффектам «новой» физики значительно усиливается при высоких энергиях, $\sqrt{s} \gg 2M_W$, где важную роль играет механизм калибровочного сокращения¹. Дело в том, что вклад Z' -бозона в сечение процесса (4) нарушает механизм калибровочного сокращения, играющий важную роль в СМ. Действие механизма калибровочного сокращения состоит в том, что он обеспечивает «правильное» поведение сечения процесса (4) с ростом энергии, которое не нарушает унитарный предел, несмотря на быстро растущие с энергией отдельные вклады в сечение. Вместе с тем эффекты, индуцированные появлением дополнительного калибровочного бозона, нарушают механизм калибровочного сокращения в энергетическом интервале $2M_W \ll \sqrt{s} \ll M_{Z'}$, что проявляется в виде «разбалансировки» отдельных вкладов в сечение и, как следствие, в возникновении существенно иной по сравнению со СМ энергетической зависимостью сечений. Этим обусловлено действие так называемого механизма усиления эффектов «новой» физики в процессе (4) [13]. Именно в силу этого обстоятельства линейный коллайдер ILC является одним из основных инструментариев для поиска эффектов «новой» физики при исследовании процесса (4).

Следует отметить также, что коллаборация CDF на коллайдере тэватрон одной из первых получила прямые ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания из обработки данных по измерению процесса адронного рождения W^+W^- -бозонов [17]. И вновь относительно небольшая энергия установки и низкая светимость не позволили улучшить ограничения, полученные на коллайдере LEP2, а лишь повторить их.

Возможности коллайдера LHC по обнаружению эффектов $Z-Z'$ -смешивания в процессе рождения пар заряженных калибровочных W^\pm -бозонов с их последующим распадом по чисто лептонному каналу $l\nu l'\nu'$ были исследованы в работе [15]. Несмотря на очевидное достоинство данного канала, связанное с подавленностью фона, особенно при больших инвариантных массах W^\pm -бозонов, у него имеется заметный недостаток, связанный с присутствием в конечных фермионных состояниях двух нейтрино, что не позволяет восстановить распределение по инвариантной массе бозонных пар из экспериментальных данных. В то же время распад пары W^\pm -бозонов по полулептонному каналу $l\nu jj$ свободен от указанного недостатка. В процессе $pp \rightarrow Z' \rightarrow WW + X \rightarrow l\nu jj + X$ существует возможность реконструировать распределение по инвариантной массе W^+W^- -пары и тем самым исследовать резонансную структуру Z' -бозона. Еще одним достоинством настоящего полулептонного процесса является то, что он имеет сечение, существенно превосходящее сечение чисто лептонного канала. Вместе с тем полулептонный канал, в отличие от лептонного канала $l\nu l'\nu'$, имеет большой КХД-фон, вызванный рождением Wjj -, а также Zjj -состояний. В последнем случае предполагается, что Z -бозон распадается по лептонному каналу, а в процессе детектирования лептонов один из них

¹Механизм калибровочного сокращения играет важную роль и в процессе $\bar{q}q \rightarrow W^+W^-$.

теряется. Кроме перечисленных выше КХД фоновых процессов имеется еще один, который играет важную роль в оценке всей фоновой составляющей. Это процесс рождения пар $t\bar{t}$ -кварков. Однако большой КХД-фон может быть редуцирован путем наложения кинематических ограничений на поперечные импульсы заряженных лептонов и адронных струй в резонансном сигнале рождения Z' -бозонов [20, 21].

Целью работы является исследование возможностей обнаружения эффектов $Z-Z'$ -смешивания на коллайдере ЛНС в процессе (3) с учетом вкладов лептонной моды распада W^\pm -бозонов, а также возможностей получения дополнительной информации о бозонном смешивании на будущем линейном электрон-позитронном коллайдере ИЛС с поляризованными начальными пучками. В работе выполнено сравнение ожидаемых ограничений на параметр $Z-Z'$ -смешивания из будущих экспериментов на ЛНС при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и ИЛС при энергии $\sqrt{s} = 0,5$ и 1 ТэВ с современными граничными значениями.

Статья имеет следующую структуру. В разд. 1 дается краткий обзор моделей с расширенным калибровочным сектором, предсказывающих существование новых нейтральных калибровочных Z' -бозонов. В разд. 2 приведены выражения для дифференциальных и интегральных наблюдаемых процесса (3) на партонном и адронном уровнях, здесь же выполнен количественный анализ эффектов $Z-Z'$ -смешивания в pp -столкновениях на ЛНС. В разд. 3 дано описание косвенных эффектов Z' -бозонов в процессе (4) на лептонном коллайдере ИЛС с поляризационными исходными пучками, выполнена оценка чувствительности процесса (4) к параметру бозонного смешивания и массе Z' -бозонов, рассмотрены также минимальные хиггсовские модели. В последнем разделе приведены выводы и заключительные замечания.

1. МОДЕЛИ С РАСШИРЕННЫМ КАЛИБРОВОЧНЫМ СЕКТОРОМ

Имеется большое количество моделей с расширенным калибровочным сектором, например, лево-правосимметричные модели (LR), альтернативные лево-правосимметричные модели, E_6 -модели и др. [1–4]. Перечислим те из них, которые будут рассматриваться при анализе эффектов Z' -бозонов:

1) E_6 -модели, основанные на идеях великого объединения, в рамках которых предпринимаются попытки найти решение калибровочной проблемы. Так как нарушение E_6 -группы до СМ сопровождается появлением по крайней мере одного дополнительного $U(1)'$ -фактора ($E_6 \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)'$), с последним может быть связано существование тяжелого нейтрального калибровочного бозона, который может смешиваться со стандартным Z -бозоном. Мы рассматриваем класс моделей, в которых линейная комбинация

$$U(1)' = \cos \beta U(1)_\chi + \sin \beta U(1)_\psi \quad (5)$$

сохраняется вплоть до энергий, характерных для типичного масштаба электрослабых взаимодействий. Угол β определяет ориентацию генератора $U(1)'$ в E_6 -групповом пространстве и удовлетворяет условию $-1 \leq \cos \beta \leq 1$. В зависимости от значений угла β различают следующие модели: χ -модель ($\beta = 0^\circ$), ψ -модель ($\beta = 90^\circ$), η -модель ($\beta = -\arctan \sqrt{5/3} \simeq -52,2^\circ$), I -модель ($\beta = \arctan \sqrt{3/5} \simeq 37,8^\circ$), которая «ортогональна» к модели η .

2) Лево-правосимметричные модели, основу которых составляет калибровочная группа $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$. Эти модели привлекают своими возможностями в решении проблемы, связанной с механизмом нарушения пространственной четности, а также с появлением малых масс нейтрино. В минимальных моделях, в которых пространственная четность нарушается спонтанно, предсказывается существование одного дополнительного нейтрального и двух заряженных W_R^\pm -бозонов, последние из которых смешиваются с левыми W_L^\pm -бозонами.

Для лево-правосимметричной модели LR нейтральные токи, связанные с Z'_{LR} -бозоном, могут быть записаны как

$$J_{LR}^\mu = \alpha_{LR} J_{3R}^\mu - \frac{1}{2\alpha_{LR}} J_{B-L}^\mu, \quad (6)$$

где J_{3R}^μ — третья компонента $SU(2)_R$ -изоспина, а B и L представляют собой барионное и лептонное квантовые числа соответственно. В LR-модели левые и правые фермионы являются $SU(2)_R$ -дублетами и синглетами соответственно. Модельный параметр α_{LR} оп-

ределяется как $\alpha_{LR} = \sqrt{\frac{c_W^2 g_R^2}{s_W^2 g_L^2}} - 1$, где $g_L = e/s_W$, а g_R есть $SU(2)_R$ калибровочная

константа связи (здесь $s_W \equiv \sin \theta_W$, $c_W \equiv \cos \theta_W$). В общем случае параметр α_{LR} может изменяться в интервале $\sqrt{2/3} \leq \alpha_{LR} \leq 1,52$ при $s_W^2 = 0,23$, что на языке констант связи соответствует неравенству $g_L^2/2 \leq g_R^2 \leq g_L^2$. Чаще всего в специальной литературе LR-модель рассматривается в случае равных левых и правых констант связи, $g_R = g_L$, который реализуется при максимальных значениях α_{LR} . Этот случай соответствует лево-правосимметричной модели Z'_{LR} . Заметим, что в частном случае, когда параметр $\alpha_{LR} = \sqrt{2/3} \simeq 0,82$, фермионные константы связи совпадают с соответствующими константами для χ -модели ($\cos \beta = 1$) из E_6 .

3) Кроме моделей, основанных на расширенных калибровочных группах, в анализе будет использоваться так называемая «последовательная Стандартная модель» (SSM) [22]. Детальное описание этих моделей, а также оригинальные ссылки можно найти, например, в обзорах [1–4].

В теориях с расширенным калибровочным сектором массовая матрица Z - и Z' -состояний может иметь недиагональные члены δM^2 , которые связаны со значениями вакуумных ожиданий полей расширенного хиггсовского сектора:

$$M_{ZZ'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta M^2 \\ \delta M^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь символами Z и Z' обозначены собственные состояния слабых калибровочных бозонов группы $SU(2)_L \times U(1)_Y$ и дополнительной группы $U(1)'$ соответственно. Собственные массовые состояния Z_1 и Z_2 получаются путем вращения полей Z и Z' на угол смешивания ϕ :

$$Z_1 = Z \cos \phi + Z' \sin \phi, \quad (8)$$

$$Z_2 = -Z \sin \phi + Z' \cos \phi. \quad (9)$$

Угол смешивания ϕ определяется следующим образом:

$$\tan^2 \phi = \frac{M_Z^2 - M_1^2}{M_2^2 - M_Z^2} \simeq \frac{2M_Z \Delta M}{M_2^2}, \quad (10)$$

где $\Delta M = M_Z - M_1 > 0$; M_Z — масса Z_1 -бозона в отсутствие смешивания, т. е. при $\phi = 0$; $M_1(M_2)$ — массы $Z_1(Z_2)$ -бозонов. Рассматриваемый класс моделей с расширенным калибровочным сектором условно можно разделить на три подкласса [1], различающихся исходными предположениями относительно свойств симметрии хиггсовского сектора моделей, ответственного за генерацию определенной структуры элементов массовой матрицы Z -бозона. Для всех этих подклассов справедлива формула (10). Модель, имеющая наименьшие ограничения, не содержит жестких требований, налагаемых на групповые свойства симметрии для хиггсовских полей, таких как требование образования ими дублетной или синглетной структуры относительно группы $SU(2)$. В этой модели параметр ρ_0 , определяющий относительную величину слабых взаимодействий нейтральных к заряженным токам, является свободным. Свобода в выборе группового представления эквивалентна отмене требования, налагаемого на параметр ρ_0 ($\rho_0 = 1$) в $SU(2) \times U(1)$ СМ. На древесном уровне справедливо равенство $M_Z = M_W/(\sqrt{\rho_0} \cos \theta_W)$, причем параметр ρ_0 здесь является произвольным. Отсюда следует, что произвол в выборе ρ_0 распространяется также на величину M_Z . Таким образом, в данном подклассе моделей все три параметра M_1 , M_2 и ϕ являются свободными вместе с параметрами СМ: M_W (или $\sin^2 \theta_W$), M_t и m_H (последние в рамках существующих экспериментальных неопределенностей).

Если теперь предположить, что нарушение $SU(2)$ -симметрии обусловлено хиггсовскими полями с дублетной структурой, для которых $\rho_0 = 1$ (как и в СМ), в этом случае восстанавливается взаимосвязь, имеющая место на древесном уровне между тремя параметрами M_Z , M_W и θ_W и определяемая уравнением $M_Z = M_W/\cos \theta_W$ (в общем случае мы должны учитывать также радиационные поправки в этой формуле). Так как $\sin^2 \theta_W$ является известной функцией от переменных M_W , m_t , m_H , то M_2 (или ϕ) могут быть исключены из перечисленного выше набора свободных параметров и их число уменьшится на единицу: M_1 , M_2 (или ϕ) и M_W , m_t , m_H . Наконец, в специфических моделях («минимальных хиггсовских» [1–4]), в которых определены не только квантовые числа хиггсовских полей относительно группы $SU(2)$, (t_i , t_{3i}), но и их $U(1)'$ -заряды (Q'_i), одни и те же хиггсовские мультиплеты оказываются ответственными как за генерацию массы M_1 , так и за интенсивность $Z-Z'$ -смешивания. Последнее обстоятельство приводит к появлению дополнительного ограничения на свободные параметры, связывающего угол смешивания ϕ и массы M_1 , M_2 :

$$\phi \simeq \mathcal{C} \frac{g_2}{g_1} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} = \frac{\sum_i \langle \Phi_i \rangle^2 I_{3L}^i Q'_i}{\sum_i \langle \Phi_i \rangle^2 (I_{3L}^i)^2} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2}, \quad (11)$$

где $U(1)'$ -калибровочные константы имеют вид $g_1 = g_L/\cos \theta_W$ и $g_2 = \sqrt{5/3} g_1 \sin \theta_W \times \sqrt{\lambda}$, константа λ обычно выбирается равной 1 по причине того, что в моделях великого объединения, нарушение симметрии в которых заканчивается групповой цепочкой $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)'$, $\lambda \sim 1$ [1]. Коэффициент \mathcal{C} выражается через вакуумные ожидания хиггсовских полей $\langle \Phi_i \rangle$, ответственных за спонтанное нарушение симметрии, и $U(1)'$ -заряды (Q'_i). Например, в E_6 -суперструнных моделях структура хиггсовского сектора устроена так, что принадлежащие ему состояния образуют 27-плет и имеют квантовые числа такие же, как фермионы. Эти модели в специальной литературе называются обычно как «минимальные хиггсовские» модели. В частности, нейтральные ска-

лярные состояния из этого 27-плета, являющиеся одновременно синглетами по цветовому квантовому числу, обладают такими же зарядами Q'_i , как фермионы ν , N и \bar{N} . Константа C выражается через вакуумные ожидания этих хиггсовских полей $x \equiv \langle \Phi_\nu \rangle$, $\bar{v} \equiv \langle \Phi_{\bar{N}} \rangle$ и $v \equiv \langle \Phi_N \rangle$, которые связаны соотношением $|v|^2 + |\bar{v}|^2 + |x|^2 = (\sqrt{2} G_F)^{-1} = (246,22 \text{ ГэВ})^2$. Удобно определить следующие два параметра ($0 \leq \tau, \omega \leq 1$):

$$\tau = \frac{|\bar{v}|^2}{|v|^2 + |\bar{v}|^2 + |x|^2}, \quad \omega = \frac{|x|^2}{|v|^2 + |\bar{v}|^2 + |x|^2}. \quad (12)$$

В суперсимметричных моделях обычно предполагается, что $x = \omega = 0$ для того, чтобы избавиться от несохранения лептонных квантовых чисел, а также проблемы, связанной с нарушением универсальности заряженных токов. Кроме того, условие $\bar{v} \geq v$, которое подразумевает $\tau \geq 1/2$, позволяет избежать появления непертурбативных вкладов в юкавские константы t -кварков. Области изменения коэффициента C , которые будут необходимы для последующего анализа рассматриваемых здесь моделей, приведены в табл. 1.

Таблица 1. E_6 -модели Z' с «минимальным хиггсовским» сектором. Приведена параметризация коэффициента C через τ и ω (12), а также области изменения коэффициента C и соответствующие ограниченные области в суперсимметричных моделях

Z' -модель	C	Область изменения $[C_{\min}, C_{\max}]$	Ограниченная область ($\omega = 0, \tau \geq 1/2$)
Z'_X	$\frac{2}{\sqrt{10}} \left(1 - \frac{5}{2} \omega\right)$	$\frac{2}{\sqrt{10}} \left[-\frac{3}{2}, +1\right]$	$\frac{2}{\sqrt{10}}$
Z'_ψ	$\sqrt{\frac{2}{3}} \left(1 - 2\tau - \frac{3}{2} \omega\right)$	$\sqrt{\frac{2}{3}} [-1, +1]$	$\sqrt{\frac{2}{3}} [-1, 0]$
Z'_η	$-\frac{1}{\sqrt{15}} (1 - 5\tau)$	$\frac{1}{\sqrt{15}} [-1, +4]$	$\frac{1}{\sqrt{15}} \left[\frac{3}{2}, +4\right]$
Z'_{LR}	$\sqrt{\frac{3}{5}} \alpha_{LR} \left[1 - \left(1 + \frac{1}{\alpha_{LR}^2}\right) \omega\right]$	$\sqrt{\frac{3}{5}} \left[-\frac{1}{\alpha_{LR}}, +\alpha_{LR}\right]$	$\sqrt{\frac{3}{5}} \alpha_{LR}$

Из формул (8) и (9) можно получить выражения для векторных и аксиально-векторных констант связи Z_1 - и Z_2 -бозонов с фермионами:

$$v_{1f} = v_f \cos \phi + v'_f \sin \phi, \quad a_{1f} = a_f \cos \phi + a'_f \sin \phi, \quad (13)$$

$$v_{2f} = -v_f \sin \phi + v'_f \cos \phi, \quad a_{2f} = -a_f \sin \phi + a'_f \cos \phi, \quad (14)$$

где $(v_f, a_f) = (g_L^f \pm g_R^f)/2$, а (v'_f, a'_f) аналогичным образом определяются через константы связи Z' -бозона. В работе используется такая нормировка констант связи, при которой выражения для векторной и аксиально-векторной констант связи Z -бозона с фермионами имеют вид $v_f = g_Z (T_{3,f} - 2Q_f s_W^2)/2$, $a_f = g_Z T_{3,f}/2$, где $g_Z = 1/(s_W c_W)$. Точные значения фермионных констант связи Z' -бозонов с используемой нормировкой можно найти в работе [12].

Выражения для трехбозонных констант связи g_{WWZ_1} и g_{WWZ_2} получаются аналогичным образом. При этом, как отмечалось выше, надо учитывать, что в силу $SU(2)_L$ -симметрии константа связи Z' -бозона с W -бозонами $g_{WWZ'} = 0$. В результате получим

$$g_{WWZ_1} = \cos \phi g_{WWZ}, \quad (15)$$

$$g_{WWZ_2} = -\sin \phi g_{WWZ}, \quad (16)$$

где $g_{WWZ} = c_W/s_W$ — трехбозонная константа связи стандартного Z -бозона с W^\pm -парой. Важной особенностью рассматриваемых моделей является отсутствие прямой связи Z' -бозонов с парой W^+W^- при нулевом Z - Z' -смешивании в силу $SU(2)_L$ -симметрии. Только при $\phi \neq 0$ Z_2 -бозон дает вклад в сечения процессов (3) и (4).

2. ЭФФЕКТЫ НОВЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ В ПРОЦЕССЕ $pp \rightarrow W^+W^- + X$ НА ЛНЦ

2.1. Сечение адронного рождения пары W^\pm -бозонов. Адронное рождение пар W^\pm -бозонов в рамках моделей с расширенным калибровочным сектором на партонном уровне описывается набором s -канальных амплитуд с обменом γ -, Z_1 - и Z_2 -промежуточных состояний:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z_1, Z_2 \rightarrow W^+W^-, \quad (17)$$

а также t - и u -канальных диаграмм, представленных на рис. 1. Дифференциальное сечение процесса $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$ можно записать в компактном виде:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\pi\alpha^2\beta_W}{N_C \hat{s}} \right)^{-1} \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz} = \\ & = [|Q_q + v_{1q}g_{WWZ_1}\chi_1 + v_{2q}g_{WWZ_2}\chi_2|^2 + |a_{1q}g_{WWZ_1}\chi_1 + a_{2q}g_{WWZ_2}\chi_2|^2]A(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) + \\ & + \frac{1}{2s_W^2} [Q_q + (v_{1q} + a_{1q})g_{WWZ_1} \operatorname{Re}(\chi_1) + (v_{2q} + a_{2q})g_{WWZ_2} \operatorname{Re}(\chi_2)] \times \\ & \quad \times [\theta(-Q_q)I(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) - \theta(Q_q)I(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})] + \\ & \quad + \frac{1}{8s_W^4} [\theta(-Q_q)E(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) + \theta(Q_q)E(\hat{s}, \hat{u}, \hat{t})], \quad (18) \end{aligned}$$

где α — постоянная тонкой структуры; $\theta(x) = 1$ для $x > 0$ и $\theta(x) = 0$ для $x < 0$; N_C есть цветовой фактор ($N_C = 3$ для кварков); $z = \cos \theta$, θ — угол вылета W^- -бозона по отношению к импульсу начального кварка в системе центра масс W^+W^- -пары;

$$\begin{aligned} A(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) &= \left(\frac{\hat{t}\hat{u}}{M_W^4} - 1 \right) \left(\frac{1}{4} - \frac{M_W^2}{\hat{s}} + 3\frac{M_W^4}{\hat{s}^2} \right) + \frac{\hat{s}}{M_W^2} - 4; \\ I(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) &= \left(\frac{\hat{t}\hat{u}}{M_W^4} - 1 \right) \left(\frac{1}{4} - \frac{M_W^2}{2\hat{s}} - \frac{M_W^4}{\hat{s}\hat{t}} \right) + \frac{\hat{s}}{M_W^2} - 2 + 2\frac{M_W^2}{\hat{t}}; \\ E(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) &= \left(\frac{\hat{t}\hat{u}}{M_W^4} - 1 \right) \left(\frac{1}{4} + \frac{M_W^4}{\hat{t}^2} \right) + \frac{\hat{s}}{M_W^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

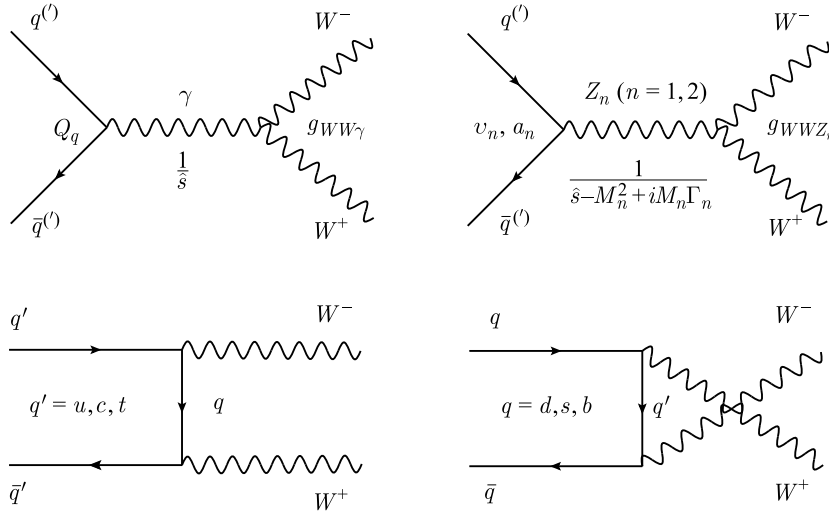


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы процесса $q\bar{q}(q'\bar{q}') \rightarrow W^+W^-$ в моделях с новым нейтральным калибровочным Z_2 -бозоном

Кроме того, здесь M_W — масса W -бозона; $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ — мандельштамовские переменные, определяемые как $\hat{t} = M_W^2 - \hat{s}(1 - \beta_W z)/2$, $\hat{u} = M_W^2 - \hat{s}(1 + \beta_W z)/2$; $\beta_W = \sqrt{1 - 4M_W^2/\hat{s}}$; $\chi_{1,2} = M^2/(M^2 - M_{1,2}^2 + iM_{1,2}\Gamma_{1,2})$ — пропагаторы $Z_{1,2}$ -бозонов соответственно; $M_{1,2}$ и $\Gamma_{1,2}$ — их масса и полная ширина распада; $M = \sqrt{\hat{s}}$ — инвариантная масса W^\pm -пары. В отсутствие $Z-Z'$ -смешивания и в пренебрежении мнимой частью пропагатора Z_1 -бозона формула (18) совпадает с выражением для дифференциального сечения $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z \rightarrow W^+W^-$ в СМ [22].

Величины $\Gamma_{1,2}$, стоящие в формуле для пропагаторов $Z_{1,2}$ -бозонов — $\chi_{1,2}$, представляют собой полные ширины распада $Z_{1,2}$ -бозонов. Полная ширина Γ_1 близка по значению к ширине распада стандартного Z -бозона — Γ_Z . А полная ширина распада Z_2 -бозона, Γ_2 , является суммой парциальных ширин распада в фермионные каналы и в W^\pm -пару [13]:

$$\Gamma_2 = \sum_f \Gamma_2^{ff} + \Gamma_2^{WW}. \quad (20)$$

Вклады от других возможных мод в ширину распада Γ_2 , включающих, например, распады с участием хиггсовских и калибровочных бозонов, а также суперсимметричных состояний, способны увеличить ширину распада Γ_2 на 50% [13], однако эти вклады здесь не учитываются.

Относительный вклад дибозонного канала в полную ширину распада Z_2 -бозона, Γ_2^{WW} , оказывается пренебрежимо малой величиной по сравнению с вкладом в ширину распада от фермионных пар, так как $\Gamma_2^{WW} \sim \phi^2$. Что касается величины $\sum_f \Gamma_2^{ff}$, определяющей ширину распада Z_2 -бозона в фермионные пары, то она зависит от числа поколений тяжелых экзотических фермионов n_g , которые могут давать вклад в распад Z_2 -бозона. Это число является модельно зависимым. Для определенности мы предполагаем, что полная

Таблица 2. **Отношение полных ширины распада** $\Gamma_2(Z'_{\text{model}})/\Gamma_2(Z'_{\text{SSM}})$ **для** $Z'_{\text{model}} = Z'_\chi, Z'_\psi, Z'_\eta$ **и** Z'_{LR}

Z' -модель	$\Gamma_2(Z'_{\text{model}})/\Gamma_2(Z'_{\text{SSM}})$
χ	0,40
ψ	0,17
η	0,20
LR	0,67

ширина распада Γ_2 изменяется в зависимости от M_2 по закону $\Gamma_2 = (M_2/M_1)\Gamma_1 \approx 0,03M_2$. Такое поведение характерно для Z'_{SSM} [20]. Для Z' -бозонов, предсказываемых E_6 -моделями, полные ширины будут существенно уже полной ширины $\Gamma_2(Z'_{\text{SSM}})$ (см. табл. 2 [23]).

Резонансное партонное сечение процесса $q\bar{q} \rightarrow Z_2 \rightarrow W^+W^-$, усредненное по цвету, может быть также записано в явном виде. Это сечение легко получить из (18), учитывая лишь вклад Z_2 -бозона:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{Z'}}{d\cos\theta} = \frac{1}{3} \frac{\pi\alpha^2 \cot^2\theta_W}{16} \beta_W^3 (v_{2,f}^2 + a_{2,f}^2) \sin^2\phi \frac{\hat{s}}{(\hat{s} - M_2^2)^2 + M_2^2\Gamma_2^2} \times \\ \times \left(\frac{\hat{s}^2}{M_W^4} \sin^2\theta + 4 \frac{\hat{s}}{M_W^2} (4 - \sin^2\theta) + 12 \sin^2\theta \right). \quad (21)$$

Из формулы (21) видно: несмотря на то, что сечение $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{Z'}$ пропорционально квадрату угла смешивания ϕ^2 , сильный энергетический рост сечения на фоне его поведения в СМ, $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}} \sim \hat{s}^2/M_W^4$, обеспечивает высокую чувствительность процесса (3) к параметру бозонного смешивания и массе Z_2 -бозона при больших инвариантных массах M .

Дифференциальное сечение процесса (3) определяется выражением [15]

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dM dy dz} = K \frac{2M}{s} \sum_q [f_{q|P_1}(x_1) f_{\bar{q}|P_2}(x_2) + f_{\bar{q}|P_1}(x_1) f_{q|P_2}(x_2)] \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz}, \quad (22)$$

где s — квадрат энергии сталкивающихся протонов в системе центра масс pp -пары; y — быстрая дибозонной пары; $f_{q|P_1}(x_1, M)$ и $f_{\bar{q}|P_2}(x_2, M)$ — функции распределения протонов в начальных протонах P_1 и P_2 соответственно. Величины $x_{1,2} = (M/\sqrt{s}) \exp(\pm y)$ определяют, какую долю импульса протона несут кварк и антикварк. Наконец, $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}/dz$ есть партонное дифференциальное сечение (18). Через K обозначен так называемый K -фактор, учитывающий КХД-поправки высших порядков по α_s [24, 25] и зависящий от инвариантной массы дибозонов M . В дальнейших расчетах для простоты мы будем использовать усредненное значение величины K -фактора, равное 1,2, в интервале исследуемых инвариантных масс M [24, 25] как в случае СМ, так и в случае Z' -бозонов.

Для численных расчетов адронного сечения (22) мы используем параметризацию функций распределения партонных, обозначаемую в специальной литературе через STEQ-6L1 [26]. Так как наши оценки партонных сечений выполнены в борновском приближении, зависимость адронного сечения от масштаба факторизации μ_F полностью определяется соответствующей зависимостью функций распределения партонных в силу того, что партонные сечения на борновском уровне не зависят от параметра μ_F . Для учета зависимости функций распределения партонных от масштаба факторизации μ_F мы выбираем этот масштаб равным $\mu_F^2 = M^2$ [24, 25]. Отметим, что изменение масштаба факторизации μ_F в интервале от $\mu_F/2$ до $2\mu_F$ не сказывается существенно на ограничениях на угол Z - Z' -смешивания, приведенных ниже.

При расчете сечения (22) процесса (3) на адронном уровне, в t - и u -канальных обменах, изображенных на рис. 1, учитывается следующий набор начальных кварков:

$q = u, d, s, c$. В дальнейших расчетах используется приближение, в котором соответствующие элементы матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы выбираются равными единице [27].

Что касается экспериментальных ограничений на кинематику исследуемых процессов на коллайдере ЛНС, то прежде всего здесь следует учитывать ограничения на быстроту y , определяемые ее предельным значением $Y_{\text{cut}} = 2,5$. В частности, эти ограничения отражаются на области интегрирования по фазовому пространству, определяемому как [15, 27, 28]

$$|y| \leq Y = \min \left[\ln \left(\frac{\sqrt{s}}{M} \right), Y_{\text{cut}} \right] = \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{M} \right), \quad (23)$$

где учитывается тот факт, что в численном анализе не рассматривается область низких инвариантных масс M дибозонов, $\ln(\sqrt{s}/M) < Y_{\text{cut}}$. Учет этого ограничения ведет к соответствующему ограничению на угол вылета W^- -бозонов, определяемому как

$$|z| \leq z_{\text{cut}} = \min \left[\tan \frac{Y_{\text{cut}} - |y|}{\beta_W, 1} \right]. \quad (24)$$

Для получения выражения для резонансного сечения рождения Z' -бозонов в процессе (3) необходимо использовать дифференциальное сечение (22), проинтегрировав его правую часть по соответствующему фазовому пространству, а именно, по угловой переменной z , по быстрой дибозонов y и инвариантной массе бозонной пары M в окрестности резонансного пика ($M_R - \Delta M/2$, $M_R + \Delta M/2$):

$$\sigma(pp \rightarrow W^+W^- + X) = \int_{M_R - \Delta M/2}^{M_R + \Delta M/2} dM \int_{-Y}^Y dy \int_{-z_{\text{cut}}}^{z_{\text{cut}}} dz \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dM dy dz}. \quad (25)$$

Для численных расчетов мы выбираем $\Delta M = 0,03 M$. Отметим также, что после интегрирования по быстрой y интерференционные вклады в полное сечение зануляются.

Для иллюстративных целей на рис. 2 представлено распределение по инвариантной массе $d\sigma/dM$ для процесса $pp \rightarrow W^+W^- + X$ при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ для СМ (сплошная линия) и для SSM при угле смешивания $\phi = 10^{-3}$ (штриховая). На рисунке приведена также ширина бина ΔM . Сечение, изображенное на рис. 2, соответствует случаю, когда W^\pm -бозоны находятся на массовой поверхности, при этом их распад в фермионные конечные состояния не учитывается.

2.2. Количественный анализ эффектов $Z-Z'$ -смешивания на ЛНС. Оценка вклада в сечение реакции (3) фоновых процессов является непременным условием выполнения количественного анализа эффектов $Z-Z'$ -смешивания. Анализ процессов генерации, накопления и отбора событий может быть выполнен только с помощью соответствующих генераторов, учитывающих среди прочего геометрию и конструктивные особенности детекторов. В настоящем исследовании полное моделирование процессов адронного рождения W^+W^- -бозонов не проводилось, так как эта задача выходит за рамки решаемых здесь проблем. Вместе с тем представленный ниже количественный анализ основывается на результатах работ [15, 21], в которых была выполнена оценка сигнальных и фоновых процессов.

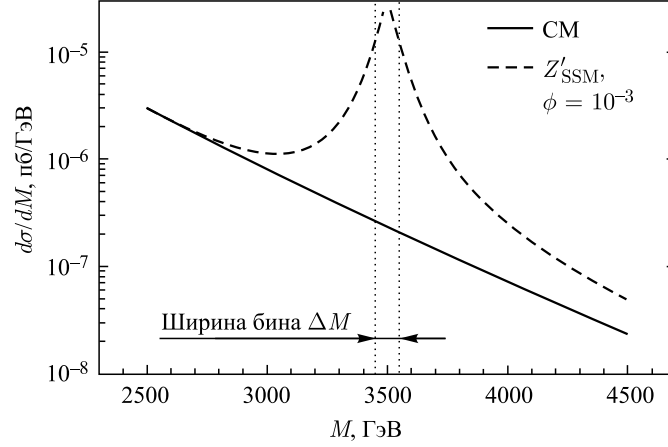


Рис. 2. Распределение по инвариантной массе $d\sigma/dM$ W^\pm -бозонных пар для СМ (сплошная линия) и Z'_{SSM} при $M_2 = 3,5$ ТэВ, $\phi = 10^{-3}$ (штриховая) и энергии протонов $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. На рисунке приведена также ширина массового бина ΔM , определяемая энергетическим разрешением детектора

При анализе процесса (3) W^\pm -бозоны рассматриваются на массовой поверхности, т. е. как реальные частицы. Они могут распадаться на лептоны и кварки. Для чисто лептонной моды $WW \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$ ($\ell, \ell' = e, \mu$) относительная ширина распада W^\pm -бозонов (или «брэнчинг») $B_{WW \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'}$ оказывается очень малой величиной, что ведет к соответствующему уменьшению сечения резонансного рождения W^\pm -пары (25) в лептонном канале. Кроме того, как отмечалось в введении, события с рождением четырех лептонов не могут быть полностью реконструированы из-за наличия двух нейтрино в конечном состоянии. Полулептонная мода распада ($WW \rightarrow \ell\nu jj$) в определенной мере лишена вышеупомянутых недостатков. Однако для этой моды фон, вызванный КХД-процессами, значительно выше СМ-фона в лептонном канале. Именно это обстоятельство приводит к уменьшению отношения сигнал/фон. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением процесса рождения пар W^\pm -бозонов с их последующим распадом по лептонному каналу в силу того, что при больших инвариантных массах M он обладает большей чувствительностью к параметрам смешивания Z' -бозонов по сравнению с полулептонным каналом [21].

Для полноты изложения кратко перечислим основные источники фонов для процесса (3) в лептонном канале распада W^\pm -пары, $W^\pm \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$. При этом по отдельности рассматриваются два случая, различающихся лептонными состояниями, а именно, когда лептоны принадлежат одному и тому же или разным поколениям. В случае, когда лептоны $\ell\nu\ell'\nu'$ принадлежат разным поколениям, резонансный сигнал от Z' -бозонов в процессе (3) будет сопровождаться фоновыми процессами, одним из которых является нерезонансное рождение пар W^+W^- -бозонов в СМ (так называемый неподавляемый фон) с их последующим распадом по лептонному каналу. Соответствующие кинематические ограничения, позволяющие эффективно осуществлять детектирование и изоляцию лептонов с противоположными зарядами и, таким образом, гарантирующие достижение максимального отношения сигнал/фон, имеют вид

$$|\eta_\ell| < 2,5, \Delta R_{\ell\ell} > 0,4 \text{ и } p_T^\ell > 50 \text{ ГэВ}, \quad (26)$$

где $\Delta R_{\ell\ell} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ характеризует степень разделения лептонов по псевдобыстроте η и азимутальному углу ϕ .

Кроме СМ-механизма возникновения фона, вызванного нерезонансным рождением пар W^+W^- , заметный вклад в фоновые процессы дает рождение $t\bar{t}$ -пар, которое приводит к появлению пар W^\pm -бозонов вследствие распада t -кварков в конечные состояния $b + W$ с последующей адронизацией b -кварков с образованием адронных струй. Этот фон можно эффективно редуцировать наложением ограничений на кинематику адронных струй, определяемых неравенствами

$$|\eta_j| < 3 \quad \text{и} \quad p_T^j > 20 \text{ ГэВ}, \quad (27)$$

где η_j и p_T^j — псевдобыстрота и поперечный импульс адронных струй соответственно. Дальнейшая редукция фоновых процессов, связанных с рождением пар $t\bar{t}$, достигается наложением ограничений на разность азимутальных угловых распределений конечных лептонов, определяемых неравенством $\Delta\phi_{\ell\ell'} < 2,5$.

В том случае, когда лептоны — продукты распада W^+W^- -бозонов в реакции (3) — принадлежат одному и тому же поколению ($e\bar{e}$ или $\mu\bar{\mu}$), дополнительными источниками фона являются: процесс Дрелла–Яна и процесс рождения пары Z -бозонов. В последнем случае существует две возможности появления пары заряженных лептонов: когда один из Z -бозонов распадается в эту пару, а второй Z — в пару недетектируемых нейтрино или когда оба Z -бозона распадаются в пары заряженных лептонов, два из которых по какой-либо причине остаются недетектируемыми. В этом случае для подавления процесса Дрелла–Яна и парного рождения Z -бозонов необходимо наложить соответственно два дополнительных кинематических ограничения

$$E_T^{\text{miss}} > 50 \text{ ГэВ}, \quad m_{\ell+\ell'} > 100 \text{ ГэВ}. \quad (28)$$

Здесь $m_{\ell+\ell'}$ — инвариантная масса лептонной пары l^\pm , а E_T^{miss} — энергия, уносимая нейтрино. В этом случае, как показано в работах [21, 29], после наложения ограничений (28), электрослабый фон, вызванный рождением $t\bar{t}$ -пар, становится пренебрежимо малым в сравнении с подавляемым электрослабым фоном, определяемым нерезонансным рождением пар W^+W^- -бозонов в СМ.

После того как масштаб фоновых процессов установлен, можно переходить к оценке чувствительности процесса (3) к эффектам $Z-Z'$ -смешивания. Для получения ограничений на параметры Z' -бозона рассчитаем число событий $N_{Z'}$, соответствующих рождению Z' -бозона в процессе (3), а также число событий N_B , генерируемых фоновыми процессами. Эти величины определяются как [15, 29]

$$N_{Z'} = \mathcal{L}_{\text{int}} \times \sigma_{Z'} \times P_{\text{surv}}^{\text{EW}} \times \varepsilon_l^2, \quad (29)$$

$$N_B \approx \mathcal{L}_{\text{int}} \times \sigma_{\text{SM}}^{\text{EW}} \times P_{\text{surv}}^{\text{EW}} \times \varepsilon_l^2, \quad (30)$$

где $\sigma_{Z'}$ — сечение процесса (3), рассчитанное по формуле (25) с учетом вклада Z' -бозона; $\sigma_{\text{SM}}^{\text{EW}}$ — сечение фонового электрослабого процесса (3) (подавляемый СМ-фон); коэффициент $P_{\text{surv}}^{\text{EW}} = 0,56$ определяет, какую часть электрослабых событий «обрезают» накладываемые кинематические ограничения (27).

Для получения ограничений на угол $Z-Z'$ -смешивания ϕ и массу Z_2 -бозона M_2 с уровнем достоверности 95 % будет использоваться следующий критерий:

$$N_{Z'} = \max(2\sqrt{N_B}, 3). \quad (31)$$

На рис. 3–6 представлены ожидаемые ограничения на параметры Z_2 -бозона, угол $Z-Z'$ -смешивания ϕ и массу M_2 (уровень достоверности 95%), которые будут получены из анализа процесса (3) для лептонной моды распада W^\pm -бозонов для различных расширенных калибровочных моделей (η , χ , ψ и LR) при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$. Кроме того, на рисунках показана в виде горизонтальных линий со стрелками, обозначенными символом «LHC \oplus EW», нижняя граница на массу Z_2 -бозона, полученная в экспериментах на LHC по измерению процесса Дрелла–Яна при энергии $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, а также при интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5$ и 20 фб^{-1} соответственно [7–10]. Длина линий, ограниченная стрелками, соответствует современным ограничениям на угол $Z-Z'$ -смешивания, полученным из глобального анализа электрослабых данных [5].

На рис. 3–6 приведены также соответствующие ограничения, ожидаемые из анализа поляризационных сечений процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ на Международном линейном кол-

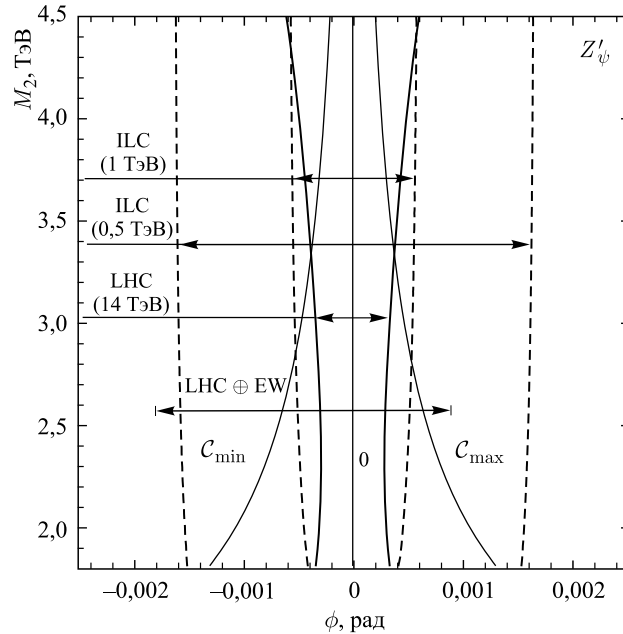


Рис. 3. Ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания ϕ и массу M_2 (уровень достоверности 95%) для ψ -модели, ожидаемые из экспериментов на LHC по измерению процесса рождения W^\pm -пар при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ (сплошные линии). Сплошная горизонтальная линия со стрелками, обозначенная символом «LHC \oplus EW», соответствует современным ограничениям на M_2 , полученным из процесса Дрелла–Яна на LHC при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и при $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5$ и 20 фб^{-1} , а также ограничениям на угол $Z-Z'$ -смешивания, полученным из глобального анализа электрослабых данных (EW) [5]. Показаны также ограничения, ожидаемые из будущих поляризационных экспериментов на коллайдере ILC при энергии $\sqrt{s} = 0,5(1)$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 500(1000) \text{ фб}^{-1}$ (штриховые линии). Для минимальных хиггсовских моделей приведена зависимость $M_2(\phi)$, определяемая формулой (11), для трех значений коэффициента $C = (C_{\min}, 0, C_{\max})$

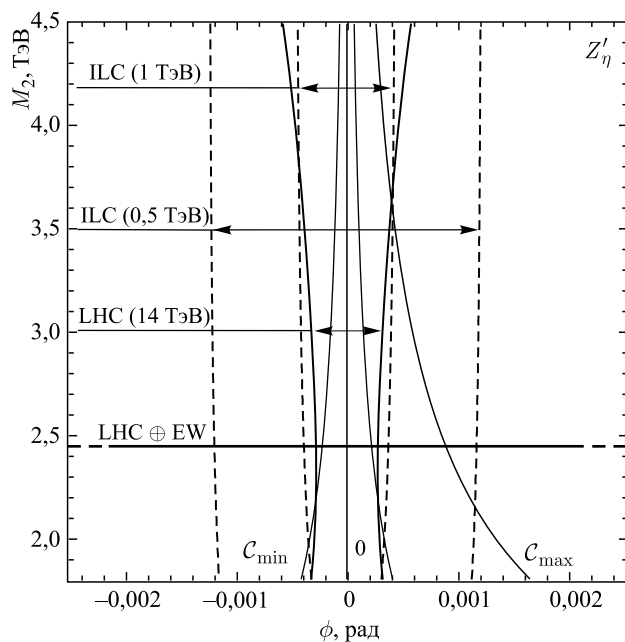


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для η -модели. Ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания для η -модели, полученные из глобального анализа электрослабых данных ($LHC \oplus EW$), выходят за рамки рисунка

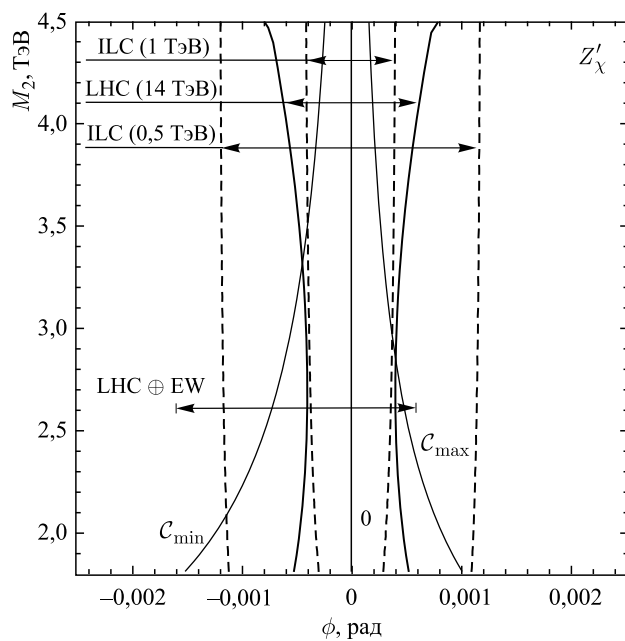


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для χ -модели

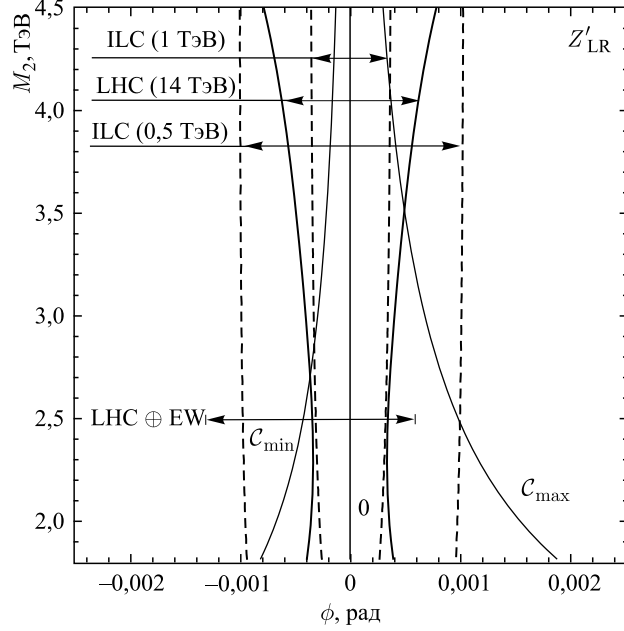


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для LR-модели

лайдере ILC с энергией $\sqrt{s} = 0,5(1)$ ТэВ и светимостью $\mathcal{L}_{\text{int}} = 500(1000)$ fb^{-1} , которые будут обсуждаться в следующем разделе.

Следует отметить, что ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания и массу M_2 , представленные на рис. 3–6, получены при учете модельной зависимости полных ширины распада Z_2 -бозонов. Полные ширины Γ_2 для моделей $\chi, \psi, \eta, \text{LR}$ в единицах $\Gamma_2(Z'_{\text{SSM}})$ приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что ширины минимальны для ψ - и η -моделей, в то время как для LR-модели ширина Γ_2 достаточно велика. Именно существенная разница в ширинах распада Γ_2 и кварковых константах связи ($v_{2,q}, a_{2,q}$), предсказываемых различными расширенными калибровочными моделями, объясняет тот факт, что ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания для ψ - и η -моделей (см. рис. 3 и 4) являются более строгими по сравнению с таковыми для LR-модели (см. рис. 6).

Из сравнения графической информации, содержащейся на приведенных рис. 3–6, следует, что чувствительность процесса адронного рождения W^\pm -пар на ЛHC к параметру бозонного $Z-Z'$ -смешивания при номинальной энергии и интегральной светимости коллайдера, $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$ fb^{-1} , является несколько более высокой или, по крайней мере, сравнимой с соответствующей характеристикой для прецизионных экспериментов, выполненных на электрон-позитронных коллайдерах LEP1 и SLC в резонансной области энергий, $\sqrt{s} = M_Z$. В частности, из рис. 3–6 видно, что будущие эксперименты на ЛHC позволят улучшить современные ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания для η - и ψ -моделей. Причем это улучшение касается всей области изменения угла смешивания ϕ . Улучшение ограничений на угол смешивания ϕ ожидается также для LR- и χ -моделей, но только для масс Z_2 -бозонов $M_2 < 4$ ТэВ. Для более тяжелых Z_2 улучшить современные ограничения можно будет только для отрицательных углов смешивания, $\phi < 0$.

3. ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ НА ИЛС

3.1. Поляризационные сечения. В моделях с расширенным калибровочным сектором процесс (4) в борновском приближении описывается набором диаграмм, изображенных на рис. 7. Поляризационное дифференциальное сечение процесса (4) для продольно-поляризованных электронных и позитронных пучков имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{4} \left[(1 + P_L)(1 - \bar{P}_L) \frac{d\sigma^+}{dz} + (1 - P_L)(1 + \bar{P}_L) \frac{d\sigma^-}{dz} \right], \quad (32)$$

где $z = \cos \theta$; P_L и \bar{P}_L — степени продольной поляризации электронных и позитронных пучков соответственно; $d\sigma^\pm/dz$ — сечения для правополяризованных ($\lambda = -\lambda' = 1/2$) и левополяризованных ($\lambda = -\lambda' = -1/2$) электронов, λ' — спиральность позитрона. Сечения $d\sigma^\pm/dz$ можно представить в виде

$$\frac{d\sigma^\pm}{dz} = \frac{|\mathbf{p}|}{4\pi s\sqrt{s}} \sum_{\tau, \tau'} |F_{\lambda\tau\tau'}(s, z)|^2. \quad (33)$$

Здесь спиральности W^- - и W^+ -бозонов обозначены через $\tau, \tau' = \pm 1, 0$. Спиральные амплитуды $F_{\lambda\tau\tau'}(s, z)$ для моделей с Z' -бозонами приведены в табл. 3 [14]. В ней используются следующие обозначения: $\beta_W = \sqrt{1 - 4M_W^2/s} = 2p/\sqrt{s}$, $p = |\mathbf{p}|$ — импульс W^- -бозона в системе центра инерции; $t = M_W^2 - s(1 - \beta z)/2$. Кроме того, в табл. 3 в записи фермионных констант связи опущен индекс фермиона, так как в процессе (4) участвует только один тип фермионов (электроны).

Сечение для случая поляризованных электронов и неполяризованных позитронов можно получить из формулы (32), положив в ней $P_L \neq 0$ и $\bar{P}_L = 0$, а для случая неполяризованных электронных и позитронных пучков — $P_L = \bar{P}_L = 0$. Отметим, что

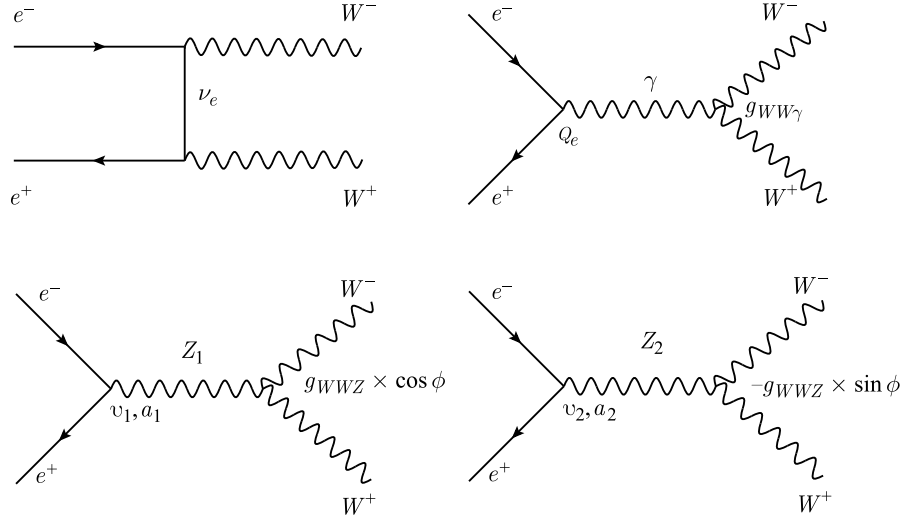


Рис. 7. Фейнмановские диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ в борновском приближении

Таблица 3. Спиральные амплитуды процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z_1, Z_2 \rightarrow W^+W^-$

$e_{-\lambda}^+ e_{\lambda}^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$	$\tau = \tau' = 0$ $\left(-\frac{e^2 s \lambda}{2} \sin \theta\right)$	
$\frac{2\lambda - 1}{4t s_W^2}$	$\frac{s}{2M_W^2} \times$ $\times \left[\cos \theta - \beta_W \left(1 + \frac{2M_W^2}{s}\right)\right]$	
$-\frac{2}{s} + \frac{2g_W W Z_1}{s - M_1^2 + iM_1 \Gamma_1} (v_1 - 2a_1 \lambda) +$ $+\frac{2g_W W Z_2}{s - M_2^2 + iM_2 \Gamma_2} (v_2 - 2a_2 \lambda)$	$-\beta_W \left(1 + \frac{s}{2M_W^2}\right)$	
$e_{-\lambda}^+ e_{\lambda}^- \rightarrow W_T^+ W_T^-$	$\tau = \tau' = \pm 1$ $\left(-\frac{e^2 s \lambda}{2} \sin \theta\right)$	$\tau = -\tau' = \pm 1$ $\left(-\frac{e^2 s \lambda}{2} \sin \theta\right)$
$\frac{2\lambda - 1}{4t s_W^2}$	$\cos \theta - \beta_W$	$-\cos \theta - 2\tau \lambda$
$-\frac{2}{s} + \frac{2g_W W Z_1}{s - M_1^2 + iM_1 \Gamma_1} (v_1 - 2a_1 \lambda) +$ $+\frac{2g_W W Z_2}{s - M_2^2 + iM_2 \Gamma_2} (v_2 - 2a_2 \lambda)$	$-\beta_W$	0
$e_{-\lambda}^+ e_{\lambda}^- \rightarrow W_T^+ W_L^-$	$\tau = 0, \tau' = \pm 1$ $\left(-\frac{e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}} (\tau' \cos \theta - 2\lambda)\right)$	$\tau = \pm 1, \tau' = 0$ $\left(\frac{e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}} (\tau \cos \theta + 2\lambda)\right)$
$\frac{2\lambda - 1}{4t s_W^2}$	$\frac{\sqrt{s}}{2M_W} \times$ $\times [\cos \theta (1 + \beta_W^2) - 2\beta_W] -$ $-\frac{2M_W}{\sqrt{s}} \frac{\tau' \sin^2 \theta}{\tau' \cos \theta - 2\lambda}$	$\frac{\sqrt{s}}{2M_W} \times$ $\times [\cos \theta (1 + \beta_W^2) - 2\beta_W] -$ $-\frac{2M_W}{\sqrt{s}} \frac{\tau \sin^2 \theta}{\tau \cos \theta + 2\lambda}$
$-\frac{2}{s} + \frac{2g_W W Z_1}{s - M_1^2 + iM_1 \Gamma_1} (v_1 - 2a_1 \lambda) +$ $+\frac{2g_W W Z_2}{s - M_2^2 + iM_2 \Gamma_2} (v_2 - 2a_2 \lambda)$	$-\beta_W \frac{\sqrt{s}}{M_W}$	$-\beta_W \frac{\sqrt{s}}{M_W}$

Примечание. Для получения амплитуды $F_{\lambda\tau\tau'}(s, \cos \theta)$ с определенной электронной спиральностью $\lambda = \pm 1/2$ ($\lambda' = -\lambda$) и фиксированными спиральностями $\tau(W^-)$ и $\tau'(W^+)$ конечной системы необходимо каждый элемент соответствующего столбца умножить на общий множитель, стоящий в верхней его части. Полученные элементы нужно последовательно умножить на соответствующие элементы первой колонки, а затем просуммировать по всем промежуточным состояниям.

формула (32) для неполяризованных пучков совпадает с выражением для дифференциального сечения (18), если в последнем сделать замену констант связи $v_{1,2q} \rightarrow v_{1,2e}$, $a_{1,2q} \rightarrow a_{1,2e}$, а также цветового фактора $N_C = 1$.

Для иллюстративных целей на рис. 8 представлено энергетическое поведение полного неполяризованного сечения процесса (4) для случая СМ, а также для Z'_χ -бозонов с углом смешивания $\phi = \pm 5 \cdot 10^{-3}$ и массой $M_2 = 2$ ТэВ.

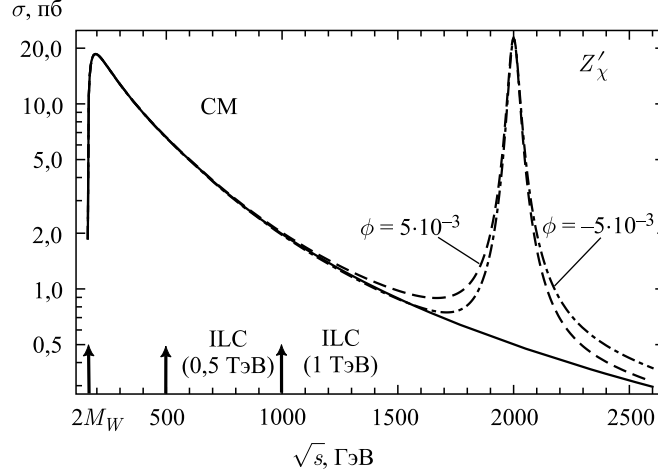


Рис. 8. Энергетическая зависимость неполяризованного полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ для Z'_χ -модели (E_6) при $\phi = \pm 5 \cdot 10^{-3}$ и $M_2 = 2$ ТэВ. Сплошная линия соответствует СМ

3.2. Ограничения на параметры Z' -бозонов. Чувствительностью процесса (4) к параметрам (константам связи и углу $Z-Z'$ -смешивания) и массе Z' -бозонов назовем границу области изменения угла смешивания ϕ и массы M_2 , за пределами которой эффекты Z' -бозонов, проявляющиеся в отклонении физических наблюдаемых величин от поведения, предсказываемого СМ, могут быть статистически выделены и измерены с наперед заданным уровнем достоверности.

Одна из стандартных методик расчета порогов обнаружения базируется на анализе функции χ^2 , характеризующей наличие взаимодействия «нового» (нестандартного) типа. Для рассматриваемого набора наблюдаемых величин функция χ^2 выражается через сумму квадратов их отклонений от поведения в СМ, выраженных в единицах экспериментальных погрешностей. В приведенном ниже анализе в качестве наблюдаемых физических величин будут использоваться поляризационные дифференциальные сечения (32). Для расчета ограничений на параметры Z' в процессе (4) определим функцию χ^2 как

$$\chi^2(\phi, M_2) = \sum_{\{P_L, \bar{P}_L\}} \sum_i^{\text{bins}} \left[\frac{N_{\text{SM}+Z'}(i) - N_{\text{SM}}(i)}{\delta N_{\text{SM}}(i)} \right]^2, \quad (34)$$

где в правой части формулы (34) суммирование берется в квадратурах по возможным комбинациям начальных поляризаций $\{P_L, \bar{P}_L\} = \{\pm 0,8, \mp 0,5\}$, планируемых на коллайдере ILC, а также по десяти угловым бинам равной величины, на которые разбита вся кинематическая область изменения косинуса угла рассеяния θ ($|z| \leq 0,98$). Здесь $N(i) = \mathcal{L}_{\text{int}} \sigma_i \varepsilon_W$ есть число событий в i -м бине, \mathcal{L}_{int} — интегральная светимость. Причем на каждую поляризационную комбинацию приходится значение интегральной

светимости \mathcal{L}_{int} , равное половине ее годовой величины, т. е. $\mathcal{L}_{\text{int}}/2$. Кроме того, σ_i есть сечение в i -м бине, определяемое как

$$\sigma_i = \sigma(z_i, z_{i+1}) = \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left(\frac{d\sigma}{dz} \right) dz; \quad (35)$$

ε_W — эффективность регистрации пары W^\pm -бозонов.

Среди мод распада пар W^\pm -бозонов наиболее перспективным для их регистрации является полулептонный канал, в котором один заряженный калибровочный бозон распадается в лептонную пару, а другой — в две адронные струи:

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu, \bar{\nu}_{e/\mu}) \oplus (q, \bar{q}). \quad (36)$$

Что касается теоретических оценок вклада фоновых процессов, то их можно выполнить с помощью имеющихся компьютерных программ (см., например, [30]). В данной работе, однако, этот анализ не осуществлялся, а использовались лишь выводы, сделанные в упомянутой работе. А именно, было установлено, что «полулептонная» мода распада $W^\pm \rightarrow q\bar{q} + l\nu$ имеет ряд преимуществ в сравнении с чисто лептонной и адронной модами. Одним из таких преимуществ является довольно низкий уровень фоновых процессов. Кроме того, процесс (36) легко может быть идентифицирован на основе следующих критериев по отбору событий: 1) регистрируется «энергичный» заряженный лептон e или μ с энергией, например, $E_l > 0,1E_{\text{beam}}$; 2) инвариантная масса оставшихся частиц соответствует массе W -бозона; 3) недостающий четырехимпульс соответствует событию с вылетом нейтрино. Основным фоном для этих процессов является парное рождение W^\pm с последующим распадом одного из них в лептонную пару $\tau\bar{\nu}$. Однако этот фон может быть легко выделен, если потребовать, например, чтобы $|M_W - M_{l\bar{\nu}}| < 20$ ГэВ или чтобы «поперечная» масса системы $l\bar{\nu}$ была больше 30 ГэВ. В описанной ситуации кинематическая топология событий вида (36) может быть полностью восстановлена и, более того, заряды W^\pm -бозонов однозначно идентифицированы. Оценки эффективности регистрации W^\pm -пары в этих условиях дают ε_W от 0,20 до 0,27 [31–34].

В настоящей работе при расчете дифференциальных сечений процесса (4) использовалось on-shell-приближение, когда рожденные W^\pm -бозоны находятся на «массовой поверхности». Как отмечалось в работе [35], данное приближение с приемлемой точностью описывает процесс рождения пар W^\pm -бозонов уже при энергиях коллайдера LEP2, а также при более высоких энергиях. Кроме того, в on-shell-приближении не возникает известных проблем, связанных с калибровочной инвариантностью нестабильных частиц. Также в рамках этого приближения возможен расчет полного набора радиационных поправок в порядке $\mathcal{O}(\alpha_{\text{em}})$ теории возмущений. Что касается радиационных поправок к исследуемому процессу, то здесь следует отметить: наиболее существенными из них являются поправки, связанные с излучением фотонов начальными и конечными состояниями, поправки, учитывающие кулоновское взаимодействие заряженных W^\pm -бозонов друг с другом, а также квантово-хромодинамические (КХД) поправки [36]. Расчет поправок, обусловленных излучением фотонов, проводился, например, в работах [37, 38] при помощи метода структурных функций. Расчет радиационных $\mathcal{O}(\alpha_s)$ КХД-поправок был

выполнен в работах [39, 40]. В первом приближении КХД-поправки можно учесть, умножив сечение рождения W^\pm -бозонов на $(1 + \alpha_s/\pi)$, где α_s — сильная (КХД) константа связи.

Погрешности в определении числа событий $\delta N_{\text{SM}}(i)$ включают как статистические, так и систематические ошибки. Статистические погрешности определяются как $\delta N_{\text{SM}}^{\text{stat}}(i) = \sqrt{N_{\text{SM}}(i)}$. Что касается систематики, то важным источником этих ошибок являются неточности в определении степени поляризации начальных состояний, для которых предполагается $\delta P_L/P_L = \delta \bar{P}_L/\bar{P}_L = 0,25\%$ [41–44]. Еще одним источником систематических погрешностей являются ошибки, связанные с эффективностью регистрации пары W^\pm -бозонов, $\delta\varepsilon_W/\varepsilon_W = 0,5\%$. Кроме того, в используемых нами численных расчетах при анализе чувствительности дифференциальных сечений к модельным параметрам учитываются КЭД-поправки методом, представленным в работах [45, 46], который обеспечивает хорошее приближение в рамках ожидаемой точности данных.

Если экспериментальные данные согласуются с предсказаниями СМ, то для получения ограничений на эффективные параметры используется следующий критерий:

$$\chi^2(\phi, M_2) \leq \chi_{\text{min}}^2 + \chi_{\text{CL}}^2, \quad (37)$$

где χ_{CL}^2 зависит от выбранного уровня достоверности (С. Л.), $\chi_{\text{CL}}^2 = 5,99$ соответствует двум независимым параметрам и уровню достоверности 95%, а χ_{min}^2 — минимальное значение функции χ^2 . На основе описанной выше процедуры были получены граничные значения для параметра $Z-Z'$ -смешивания ϕ и массы M_2 для случая неполяризованных конечных и возможных комбинаций поляризации начальных e^+e^- -пучков (рис. 3–6). Согласно условию (37) геометрическое место точек на плоскости (ϕ, M_2) , для которых эффекты Z' -бозона могут быть обнаружены на ускорителе ИЛС, находится вне области, ограниченной кривыми параболической формы.

Принимая во внимание современные ограничения на M_2 , полученные из экспериментов на ЛНС (рис. 3–6), можно заключить, что вклад диаграммы с обменом Z_2 -бозоном невелик по сравнению с вкладом в сечение, вызванным модификацией электронных констант связи за счет $Z-Z'$ -смешивания. В пределе $M_2 \rightarrow \infty$, когда $(1 - \chi_2/\chi) \rightarrow 1$, граничные значения на угол смешивания составляют $|\phi| \sim 10^{-3}-10^{-4}$ в зависимости от энергии и светимости коллайдера ИЛС.

Из рис. 3–6 видно, что чувствительность адронного процесса (3) к параметру бозонного $Z-Z'$ -смешивания при номинальной энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости коллайдера ЛНС $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ оказывается выше соответствующей характеристики лептонного процесса (4) для всех рассматриваемых E_6 - и LR-моделей при его измерении на ИЛС при $\sqrt{s} = 0,5$ ТэВ. Вместе с тем удвоение энергии и светимости лептонного коллайдера ИЛС по-прежнему не позволит ему конкурировать с адронным коллайдером ЛНС при работе последнего в «номинальной» опции по прецизионному определению угла смешивания ϕ для ψ - и η -моделей. Что касается χ - и LR-моделей, то лептонный коллайдер является более эффективным для уточнения параметра смешивания, особенно при больших массах M_2 .

Кроме того, из рис. 3–6 видно, что разрешенные области на плоскости (ϕ, M_2) , полученные из анализа процесса (3) при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$, имеют тенденцию к увеличению разрешенного интервала для угла смешивания ϕ с ростом M_2 (хотя эта зависимость выглядит не столь впечатляющей). Причиной такого поведения является

«включение» второй опции критерия (31) — $N_{Z'} = 3$. Именно разные критерии, а также разная природа сигналов от Z' — интерференционная на ILC и резонансная на LHC — приводят к разному поведению граничных значений угла смешивания ϕ от массы M_2 : для ILC максимальное значение угла Z – Z' -смешивания практически не зависит от M_2 при больших массах Z_2 и, наоборот, анализ резонансных сечений на LHC демонстрирует заметный рост $|\phi_{\max}|$ с увеличением M_2 .

3.3. Минимальные хиггсовские модели. Обратимся теперь к минимальным хиггсовским моделям, предсказывающим существование новых нейтральных калибровочных бозонов, описание которых дано в разд. 1. Как отмечалось ранее, характерной особенностью этих моделей является то, что в них определены не только квантовые числа хиггсовских полей относительно группы $SU(2)$, но и их $U(1)'$ -заряды. При этом одни и те же хиггсовские мультиплеты оказываются ответственными как за генерацию массы M_1 , так и за интенсивность Z – Z' -смешивания. В этих моделях возникает дополнительное ограничение (11) на свободные параметры, связывающее угол смешивания ϕ и массы M_1, M_2 : $\phi \sim \mathcal{C} M_1^2/M_2^2$. Константа \mathcal{C} , содержащаяся в правой части (11), выражается через два параметра — ω и τ , являющихся отношением вакуумных ожиданий хиггсовских полей, определяемых формулой (12). Интервалы изменения константы \mathcal{C} приведены в табл. 1. На рис. 3–6 изображены кривые, соответствующие зависимости $M_2(\phi)$ для двух предельных значений коэффициентов $\mathcal{C} = (\mathcal{C}_{\min}, \mathcal{C}_{\max})$. Пересечение этих кривых с границами

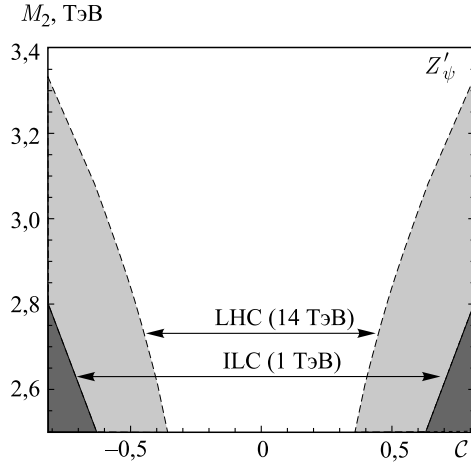


Рис. 9. Ограничения на плоскости параметров (\mathcal{C}, M_2) (уровень достоверности 95%) для минимальной хиггсовской ψ -модели, ожидаемые из экспериментов на LHC по измерению процесса рождения W^\pm -пар при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$ фб $^{-1}$ (штриховая линия), а также из поляризационных экспериментов на коллайдере ILC при энергии $\sqrt{s} = 1$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1$ аб $^{-1}$ (сплошная линия)

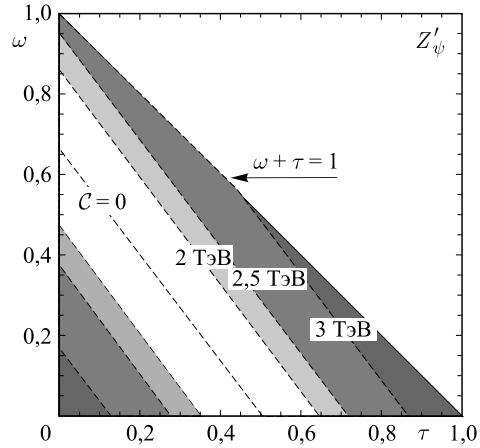


Рис. 10. Линии уровня на плоскости двух параметров (τ, ω) для ограничений, изображенных на рис. 9 для ψ -модели и ожидаемых из экспериментов на коллайдере LHC. Цифры, указанные на линиях, соответствуют массам Z_2 -бозонов

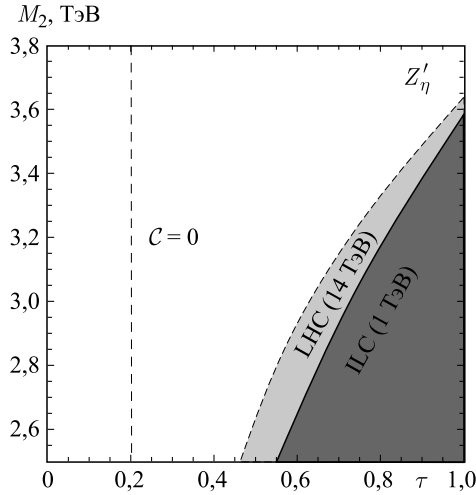


Рис. 11. Ограничения на плоскости параметров (τ, M_2) (уровень достоверности 95 %) для минимальной хиггсовской η -модели, ожидаемые из экспериментов на LHC по измерению процесса рождения W^\pm -пар при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ (штриховая линия), а также из поляризационных экспериментов на коллайдере ILC при энергии $\sqrt{s} = 1$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1 \text{ аб}^{-1}$ (сплошная линия). Указано также значение параметра τ , при котором коэффициент C обращается в 0

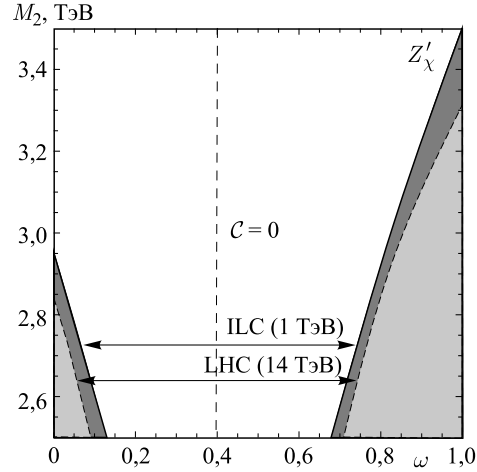


Рис. 12. Ограничения на плоскости параметров (ω, M_2) (уровень достоверности 95 %) для минимальной хиггсовской χ -модели, ожидаемые из экспериментов на LHC по измерению процесса рождения W^\pm -пар при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100 \text{ фб}^{-1}$ (штриховая линия), а также из поляризационных экспериментов на коллайдере ILC при энергии $\sqrt{s} = 1$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1 \text{ аб}^{-1}$ (сплошная линия). Указано также значение параметра ω , при котором коэффициент C обращается в 0

разрешенных областей параметров (ϕ, M_2) , полученных из ожидаемых экспериментов на LHC и ILC, позволит определить соответствующие ограничения на параметр C и массу M_2 для минимальных хиггсовских моделей. Например, соответствующие ограничения для ψ -модели приведены на рис. 9. Отметим, что нижнее значение интервала масс Z_2 -бозонов, изображенное на рис. 9, соответствует нижней границе на массу $Z_2(\psi)$ -бозона, полученной в экспериментах на LHC, т. е. $M_2 \sim 2,5$ ТэВ. Однако чувствительность процесса (4) к массе Z' -бозона, измеряемого на коллайдере ILC (0,5 ТэВ), оказалась существенно меньше современных экспериментальных ограничений ($< 2,5$ ТэВ), причем не только для ψ -, но и для всех остальных рассматриваемых моделей.

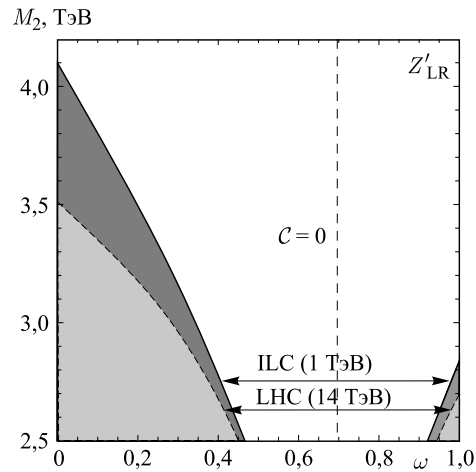


Рис. 13. То же, что на рис. 12, но для LR-модели

Это наглядно продемонстрировано на рис. 3–6. В силу этого ни одно из ограничений на $(C; M_2)$ или $(\tau, \omega; M_2)$, ожидаемое из экспериментов на ИЛС (0,5 ТэВ), не показано на рис. 9–13.

Кроме того, из табл. 1 видно, что в ψ -модели коэффициент C зависит от двух параметров ω и τ . Для демонстрации явной зависимости ограничений, изображенных на рис. 9,

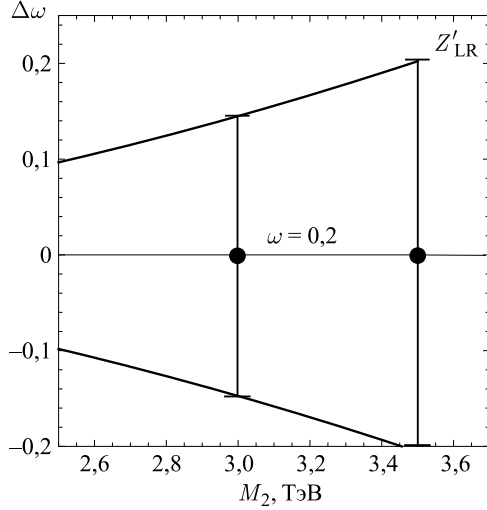


Рис. 14. Параметрическое разрешение $\Delta\omega$ (уровень 1σ) как функция массы M_2 для LR-модели при $\omega = 0,2$, ожидаемое в будущих экспериментах на лептонном коллайдере ИЛС при энергии $\sqrt{s} = 1$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1 \text{ аб}^{-1}$

для LR-модели при выбранном значении параметра $\omega = 0,2$. Как видно из рис. 14, точность определения параметра ω в поляризационных экспериментах на ИЛС составит $\Delta\omega \sim 0,1-0,2$ в зависимости от массы M_2 .

от указанных двух параметров на рис. 10 показаны линии уровня на плоскости (τ, ω) для некоторых значений массы M_2 .

В отличие от ψ -модели в остальных рассматриваемых моделях коэффициент C зависит только от одного из параметров — ω или τ . Поэтому на рис. 11–13 приведены ограничения для соответствующих параметров и масс M_2 . Закрашенные области рис. 9 и 11–13 соответствуют таким значениям параметров и масс Z_2 -бозонов, для которых эффекты новых калибровочных бозонов могут быть обнаружены на коллайдерах ЛHC и/или ИЛС. В связи с этим возникает закономерный вопрос о точности измерения параметров τ и ω , содержащих информацию о структуре хиггсовского сектора расширенных моделей. В качестве примера на рис. 14 представлено разрешение на параметр ω , позволяющее определить его точность на уровне 1σ в будущих экспериментах на лептонном коллайдере ИЛС с поляризационными начальными пучками при энергии $\sqrt{s} = 1$ ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1 \text{ аб}^{-1}$, как функция массы M_2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы потенциальные возможности современного Большого адронного коллайдера (ЛHC) и будущего Международного линейного коллайдера (ИЛС) для поиска сигналов, индуцируемых новыми нейтральными калибровочными бозонами, которые предсказываются различными моделями с расширенным калибровочным сектором (E_6 и LR), в процессах рождения пар W^\pm -бозонов ((3) и (4) соответственно).

Установлено, что чувствительность коллайдера ЛHC к $Z-Z'$ -смешиванию уже при номинальной энергии 14 ТэВ и интегральной светимости 100 фб^{-1} является достаточной для улучшения или воспроизведения современных ограничений на соответствующие параметры бозонного смешивания для исследуемых моделей с расширенным калибровоч-

ным сектором. Дополнительные возможности для увеличения чувствительности связаны с увеличением интегральной светимости коллайдера LHC.

Выполнено сравнение чувствительности адронного и лептонного коллайдеров (LHC и ILC) к углу $Z-Z'$ -смешивания. Показано, что адронный коллайдер LHC в значительной степени превосходит по своим возможностям лептонный коллайдер ILC (0,5 ТэВ) для получения наиболее точной информации о параметре $Z-Z'$ -смешивания и массе M_2 . Даже при удвоении энергии и светимости коллайдера ILC ($\sqrt{s} = 1$ ТэВ и $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1$ аб $^{-1}$) его потенциальные возможности по исследованию Z' -бозонов в процессе (4) будут лишь сопоставимыми с соответствующими характеристиками коллайдера LHC.

В заключение авторы выражают благодарность Международному центру теоретической физики им. А. Салама (программы AC-88 и TRIL), Физическому департаменту Университета Гамбурга (программа SFB676), а также Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований (БРФФИ) за финансовую поддержку настоящей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Langacker P. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 1199.
2. Rizzo T. G. Z' Phenomenology and the LHC. hep-ph/0610104.
3. Leike A. The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons // Phys. Rep. 1999. V. 317. P. 143.
4. Hewett J. L., Rizzo T. G. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired $E(6)$ Models // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193.
5. Erler J. et al. Improved Constraints on Z' Bosons from Electroweak Precision Data // JHEP. 2009. V. 0908. P. 017.
6. Gulov A., Skalozub V. Fitting of Z' Parameters // Intern. J. Mod. Phys. A. 2010. V. 25. P. 5787.
7. Chatrchyan S. et al. (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.
8. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Search for High-Mass Resonances Decaying to Dilepton Final States in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ -TeV with the ATLAS Detector // JHEP. 2012. V. 1211. P. 138.
9. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Search for High-Mass Dilepton Resonances in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector. arXiv:1405.4123 [hep-ex].
10. CMS Collab. Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. CMS-PAS-EXO-12-061.
11. del Aguila F., de Blas J., Perez-Victoria M. Electroweak Limits on General New Vector Bosons // JHEP. 2010. V. 09. P. 33.
12. Andreev V. V., Pankov A. A. Constraints on the $Z-Z'$ Mixing Angle from Data Measured for the Process $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at the LEP2 Collider // Phys. At. Nucl. 2012. V. 75. P. 76 (Yad. Fiz. 2012. V. 75. P. 67).
13. Pankov A. A., Paver N. Probing $Z-Z'$ Mixing at Future e^+e^- Colliders // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 63.
14. Andreev V. V. et al. Discriminating Z' from Anomalous Trilinear Gauge Coupling Signatures in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at ILC with Polarized Beams // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2147.
15. Andreev V. V., Osland P., Pankov A. A. Precise Determination of $Z-Z'$ Mixing at the CERN LHC // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 055025.
16. Abazov V. M. (D0 Collab.). Search for Resonant WW and WZ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 011801.

17. *Aaltonen T. et al. (CDF Collab.)*. Search for WW and WZ Resonances Decaying to Electron, Missing E_T , and Two Jets in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 241801.
18. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Search for Resonant Diboson Production in the $WW/WZ/jj$ Decay Channels with the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 87. P. 112006.
19. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Search for New Phenomena in the WW to $\ell\nu\ell'\nu'$ Final State in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Lett. B.* 2013. V. 718. P. 860.
20. *Bencheikroun D., Driouichi C., Hoummada A.* Search for $Z' \rightarrow WW$ at LHC with the ATLAS Detector // *Eur. Phys. J. C.* 2001. V. 3, No. 3.
21. *Alves A. et al.* Signals for New Spin-1 Resonances in Electroweak Gauge Boson Pair Production at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 80. P. 073011.
22. *Olive K.A. et al. (Particle Data Group Collab.)* // *Rev. Part. Phys., Chin. Phys. C.* 2014. V. 38. P. 090001.
23. *Accomando E. et al.* Z' at the LHC: Interference and Finite Width Effects in Drell–Yan // *JHEP.* 2013. V. 1310. P. 153.
24. *Agarwal N.* Next-to-Leading Order QCD Corrections to W^+W^- Production at the LHC in Randall–Sundrum Model // *Phys. Lett. B.* 2010. V. 690. P. 390.
25. *Bai Y.-M. et al.* Revisiting the Large Extra Dimension Effects on W -Pair Production at the LHC in Next-to-Leading Order QCD // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 85. P. 016008.
26. *Pumplin J. et al.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis // *JHEP.* 2002. V. 0207. P. 012.
27. *Nuss E.* Diboson Production at Hadron Colliders with General Three Gauge Boson Couplings. Analytic Expressions of Helicity Amplitudes and Cross-Section // *Z. Phys. C.* 1997. V. 76. P. 701.
28. *Osland P. et al.* Spin Identification of the Randall–Sundrum Resonance in Lepton-Pair Production at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2008. V. 78. P. 035008.
29. *Eboli O.J.P. et al.* Determination of the Spin of New Resonances in Electroweak Gauge Boson Pair Production at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 095014.
30. *Altarelli J., Sjostrand T., Zwirner F.* // *Proc. of the Workshop Physics at LEP2.* CERN 96-01.
31. *Abbiendi G. et al.* Measurement of the $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ Cross Section and W Decay Branching Fractions at LEP // *Eur. Phys. J. C.* 2007. V. 52. P. 767.
32. *Achard P. et al.* Measurement of the Cross Section of W -Boson Pair Production at LEP // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 600. P. 22.
33. *Abdallah J. et al.* Measurement of the W Pair Production Cross-Section and W Branching Ratios in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 161$ -GeV to 209-GeV // *Eur. Phys. J. C.* 2004. V. 34. P. 127.
34. *Schael S. et al.* Improved Measurement of the Triple Gauge-Boson Couplings γWW and ZWW in e^+e^- Collisions // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 614. P. 7.
35. *Gintner M., Godfrey S., Couture G.* W -Pair Production in the Process $e^+e^- \rightarrow \ell\nu q\bar{q}'$ and Measurement of the $WW\gamma$ and WWZ Couplings // *Phys. Rev. D.* 1995. V. 52. P. 6249.
36. *Bardin D., Passarino G.* The Standard Model in the Making: Precision Study of the Electroweak Interactions. Oxford: Clarendon, 1999. P. 685.
37. *Bardin D. et al.* The Convolution Integral for the Forward-Backward Asymmetry in e^+e^- Annihilation // *Phys. Lett. B.* 1989. V. 229. P. 405.
38. *Kuraev E.A., Fadin V.S.* On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1985. V. 41. P. 466.
39. *Maina E., Pizzo M.* NLO QCD Corrections to the Production of Off-Shell WW Pairs at e^+e^- Colliders // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 369. P. 341.

40. Abraham K. J., Lampe B. QCD Corrections to W Pair Production at LEP-200 // Nucl. Phys. B. 1996. V. 478. P. 507.
41. Moortgat-Pick G. et al. The Role of Polarized Positrons and Electrons in Revealing Fundamental Interactions at the Linear Collider // Phys. Rep. 2008. V. 460. P. 131.
42. Osland P., Pankov A. A., Tsytrinov A. V. Identification of Extra Neutral Gauge Bosons at the International Linear Collider // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 67. P. 191.
43. Brau J. et al. (ILC Collab.). ILC Reference Design Report. V. 1: Executive Summary. physics.acc-ph/0712.1950.
44. Aarons G. et al. (ILC Collab.). International Linear Collider Reference Design Report. V. 2: Physics at the ILC. hep-ph/0709.1893.
45. Beenakker W., Berends F. A., Sack T. The Radiative Process $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\gamma$ // Nucl. Phys. B. 1991. V. 367. P. 287.
46. Beenakker W., Kolodziej K., Sack T. Corrections to Trilinear Gauge Vertices and $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ in Technicolor Theories // Phys. Lett. B. 1991. V. 258. P. 469.

Получено 11 мая 2015 г.