

ОГРАНИЧЕНИЯ НА УГОЛ Z – Z' -СМЕШИВАНИЯ ИЗ ДАННЫХ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ НА КОЛЛАЙДЕРЕ LEP2© 2012 г. Василий В. Андреев^{1)*}, А. А. Панков^{2)**}

Поступила в редакцию 28.02.2011 г.; после доработки 24.06.2011 г.

Выполнен анализ эффектов, индуцируемых новыми нейтральными калибровочными Z' -бозонами, на основе данных экспериментов OPAL, DELPHI, ALEPH, L3 по измерению дифференциальных сечений процесса аннигиляционного рождения пар заряженных калибровочных $W^\pm$ -бозонов на коллайдере LEP2. На основе экспериментальных данных получены ограничения на массу Z' -бозона и угол Z – Z' -смешивания для ряда расширенных калибровочных моделей.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальная проверка стандартной модели электрослабых и сильных взаимодействий элементарных частиц (СМ) на электрон-позитронном коллайдере LEP была выполнена при измерении процессов, протекающих за счет взаимодействия фермионов с векторными бозонами, а также векторных бозонов друг с другом. При этом результаты экспериментов оказались в прекрасном согласии с предсказаниями СМ. Тем не менее СМ не может претендовать на роль всеобъемлющей теории по ряду причин. Так, она содержит большое число (более 10) свободных параметров, внесенных в нее извне искусственно. В то же время способ объединения сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий в СМ не является удовлетворительным как из-за значительного различия масштабов содержащихся в ней констант связи, соответствующих трем калибровочным группам симметрии, так и вследствие их взаимной независимости. Поэтому вполне естественно предположить, что существует более фундаментальная теория, низкоэнергетический предел которой совпадает с СМ. К числу подобных теоретических построений относятся модели с расширенным калибровочным сектором, такие, например, как лево-правосимметричные модели (LR), альтернативные лево-правосимметричные модели (ALR), E_6 -модели 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 $O(1 \text{ ТэВ})$, связанные, например, с наличием тяжелых нейтральных (Z') калибровочных бозонов [1–4], обусловленных дополнительными калибровочными симметриями $U(1)'$. Они интересны с точки зрения изучения физических эффектов, выходящих за рамки СМ, или так называемой новой физики.

В программах современных адронных (TEVATRON, LHC) и планируемых электрон-позитронных (ILC, CLIC) коллайдеров вопросу поиска физики, выходящей за рамки СМ, традиционно уделяется большое внимание. Достижение порога рождения Z' -бозона явилось бы прямым доказательством проявления новой физики. Однако в данном случае интервал поиска 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 полученную экспериментальную информацию можно использовать для получения ограничений на параметры Z' -бозона.

Потенциальные возможности e^+e^- -коллайдеров для прямого рождения новых калибровочных бозонов гораздо скромнее по сравнению с адронными машинами из-за более низких энергий пучков. Тем не менее основным достоинством этих машин является возможность проведения экспериментов по измерению наблюдаемых величин с

¹⁾Гомельский государственный университет, Республика Беларусь.

²⁾Филиал Международного центра теоретической физики, Гомельский государственный технический университет, Республика Беларусь.

*E-mail: quarks@gsu.by

**E-mail: pankov@ictp.it

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.

На основе данных, полученных из низкоэнергетических экспериментов по нейтральным токам, результатов на e^+e^- -коллайдере LEP, а также поиска прямого адронного рождения Z' -бозонов на коллайдере TEVATRON, можно заключить, что для большинства расширенных калибровочных моделей граничные значения масс дополнительных Z' -бозонов лежат, как правило, выше 800–1000 ГэВ, а современный масштаб ограничений на угол смешивания составляет $|\phi| \sim 10^{-3}$ рад [5, 6]. При этом наиболее точная информация об угле смешивания была получена преимущественно из экспериментов на e^+e^- -коллайдерах LEP и SLC по измерению резонансных наблюдаемых физических величин при энергии начальных пучков, равной массе стандартного Z -бозона, $\sqrt{s} = M_Z$, в процессах

$$e^+ + e^- \rightarrow f + \bar{f}, \quad (1)$$

где конечными фермионными состояниями f были лептоны $l = e, \mu, \tau$ и кварки q . Кроме того, эта информация дополнялась данными, полученными на коллайдере TEVATRON по точному измерению массы M_W , которые анализировались на предмет получения ограничений на параметр бозонного $Z-Z'$ -смешивания с учетом известного соотношения между массами нейтральных и заряженных калибровочных бозонов, $M_Z = M_W/(\sqrt{\rho_0} \cos \theta_W)$, имеющего место в расширенных моделях. Высокая точность измеряемых физических величин на коллайдере LEP, в особенности в опции LEP1, объясняется большим объемом данных, накопленных в резонансных экспериментах. Вместе с тем из этих данных нельзя сделать однозначный вывод о природе новой физики, которая могла бы вызвать отклонение поведения наблюдаемых величин от их поведения, предсказываемого СМ. Для этого имеется несколько причин. Прежде всего, параметр ρ_0 , который содержится в выражениях для векторных и аксиально-векторных констант связи фермионов с учетом петлевых поправок, зависит, в частности, от масс t -кварка и хиггсовского бозона, а последняя на сегодняшний день неизвестна. Кроме того, параметр ρ_0 зависит от структуры хиггсовского сектора модели, которая также изначально неизвестна. Наконец, новые тяжелые фермионы и скалярные частицы, предсказываемые моделями с расширенным калибровочным сектором, могут давать вклад в параметр ρ_0 на петлевом уровне. Все

эти неопределенности приводят к появлению систематических (теоретических) погрешностей, которые могут быть весьма существенными при измерении параметра ρ_0 и, в конечном счете, могут сказаться на оценке параметра $Z-Z'$ -смешивания.

Процесс (1) является весьма эффективным инструментом поиска эффектов $Z-Z'$ -смешивания в резонансной области энергии, $\sqrt{s} \approx M_Z$. Однако использование только этого процесса при более высоких энергиях ($\sqrt{s} > M_Z$), например в энергетической опции коллайдера LEP2, уже не является столь очевидным, так как не дает заметного преимущества в точности измерения физических величин по сравнению с некоторыми другими (конкурирующими) процессами. Речь идет в первую очередь о процессе аннигиляционного рождения пар $W^\pm$ -бозонов

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \quad (2)$$

с их последующим распадом в лептонные и кварковые пары, который является весьма чувствительным к параметрам Z' -бозона, а именно, к фермионным и бозонным константам связи, к углу $Z-Z'$ -смешивания ϕ и массе $M_{Z'}$ [7–15]. Это наиболее ярко проявляется при высоких энергиях, т.е. при $\sqrt{s} \gg 2M_W$. Вклад Z' -бозона в сечение процесса (2) нарушает механизм калибровочного сокращения, играющий важную роль в СМ. Действие механизма калибровочного сокращения состоит в том, что он обеспечивает “правильное” поведение сечения процесса (2) 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 зависимости сечений. Этим обусловлено действие так называемого механизма усиления эффектов новой физики в процессе (2) [7–15].

Процесс парного рождения заряженных $W^\pm$ -бозонов в электрон-позитронной аннигиляции (2) интенсивно исследовался в экспериментах OPAL, DELPHI, ALEPH, L3 на e^+e^- -коллайдере LEP2 [16–19]. Кроме того, в настоящее время процесс адронного рождения пар $W^\pm$ -бозонов

$$p + \bar{p} \rightarrow W^+W^- + X \quad (3)$$

исследуется в экспериментах CDF и D0 на протон-антипротонном коллайдере TEVATRON [20, 21]. Эксперименты на коллайдере LHC также нацелены на измерение параметра $Z-Z'$ -смешивания в процессе парного рождения $W^\pm$ -бозонов в

протон-протонных столкновениях [22]. Накопленную экспериментальную информацию на электрон-позитронном и адронных коллайдерах можно использовать для оценки угла $Z-Z'$ -смешивания ϕ или получения ограничений на этот параметр и на массу Z' -бозона.

До сих пор полученная на ускорителе LEP2 в экспериментах OPAL, DELPHI, ALEPH, L3 информация о процессе парного рождения заряженных калибровочных $W^\pm$ -бозонов при $\sqrt{s} > 2M_W$ не анализировалась на предмет изучения эффектов $Z-Z'$ -смешивания для определения его интенсивности и массы Z' -бозонов. В этом смысле представленный в настоящей работе анализ эффектов Z' -бозонов в процессе (2) был выполнен впервые. В частности, накопленные на ускорителе LEP2 экспериментальные данные об угловых распределениях вылета заряженных калибровочных $W^\pm$ -бозонов позволяют получить ограничения на угол $Z-Z'$ -смешивания и массу $M_{Z'}$.

В разд. 2 дается краткий обзор моделей с расширенным калибровочным сектором, предсказывающих существование новых нейтральных калибровочных Z' -бозонов. В разд. 3 приведены выражения для матричных элементов и дифференциального сечения процесса (2) в борновском приближении. В разд. 4 выполнен расчет ограничений на угол $Z-Z'$ -смешивания и массу Z' -бозонов для ряда популярных моделей с расширенным калибровочным сектором, а также приведены заключительные замечания.

2. МОДЕЛИ С РАСШИРЕННЫМ КАЛИБРОВОЧНЫМ СЕКТОРОМ

Наиболее популярные модели, предсказывающие существование Z' -бозонов, можно условно разделить на две группы. К первой из них относятся теории, в основе которых лежат расширенные, в сравнении со СМ, калибровочные группы, характеризующиеся элементарной структурой хиггсовского сектора. Речь идет, например, о моделях LR, ALR, E_6 и т.д. Ко второй группе можно отнести так называемые альтернативные модели, нарушение электрослабой симметрии в которых происходит за счет механизма, отличающегося от хиггсовского. Это например, модели техницвета, составных W -и Z -бозонов, модели с нарушенной электрослабой симметрией за счет сильновзаимодействующего сектора (BESS-модель) и т.п. В настоящей работе анализируются феноменологические следствия наиболее популярных моделей, принадлежащих лишь к первой группе [1–4]. В первую очередь это E_6 -модели, основанные на идеях Великого объединения, в рамках которых предпринимались ранее и предпринимаются в настоящее время попытки найти решение калибровочной проблемы.

Так как масштаб объединения не очень далек от планковского, представляется вполне естественным объединить три взаимодействия с гравитацией. Привлекательная возможность появляется в суперструнных теориях, в которых E_6 может возникнуть как низкоэнергетическая (по сравнению с планковским масштабом) группа Великого объединения, содержащая популярные подгруппы $SU(5)$ и $SO(10)$ и являющаяся следующей после $SO(10)$ простой, свободной от аномалий, теорией. Так как нарушение группы E_6 до СМ сопровождается появлением по крайней мере одного дополнительного $U(1)'$ -фактора ($E_6 \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}$), то с последним может быть связано существование тяжелого нейтрального бозона, который может смешиваться со стандартным Z -бозоном. Мы рассматриваем класс моделей, в которых линейная комбинация

$$U(1)' = \cos \beta U(1)_\chi + \sin \beta U(1)_\psi \quad (4)$$

сохраняется вплоть до энергий, характерных для электрослабых процессов. Угол β удовлетворяет условию $-1 \leq \cos \beta \leq 1$. В зависимости от значений угла β различают несколько моделей на основе группы E_6 . В настоящей работе будут исследоваться некоторые из них:

1) χ -модель: $\beta = 0^\circ \Rightarrow U(1)' = U(1)_\chi$. Ее особенностью является то, что она предсказывает естественным образом универсальность лептонных поколений, допускает существование только правосторонних нейтрино, а также характеризуется отсутствием калибровочных и калибровочно-гравитационных аномалий и ортогональностью к генератору гиперзаряда;

2) ψ -модель: $\beta = 90^\circ \Rightarrow U(1)' = U(1)_\psi$. Особенностью ψ -модели является то, что векторные константы связи Z' -бозона с фермионами в данной модели равны нулю. Ограничения, полученные в рамках данной модели, являются, как правило, наименее строгими среди прочих моделей;

3) η -модель: $\beta = -\arctg \sqrt{5/3} \simeq -52.2^\circ \Rightarrow U(1)' = \sqrt{3/8}U(1)_\chi - \sqrt{5/8}U(1)_\psi$. Эта модель появляется в компактификациях Калаби–Яу [23] гетеротических струн [24], когда группа E_6 распадается непосредственно на подгруппу ранга 5 [25] с помощью механизма Хосотани [26];

4) I -модель: $\beta = \arctg \sqrt{3/5} \simeq 37.8^\circ \Rightarrow U(1)' = \sqrt{5/8}U(1)_\chi + \sqrt{3/8}U(1)_\psi$. Данная модель является ортогональной к модели η .

Другой класс моделей — это так называемые лево-правосимметричные модели, в основе которых лежит 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 появления малых масс нейтрино. В минимальных моделях LR, 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. Низкоэнергетическая феноменология и особенно разность масс мезонов $K_L - K_S$ приводят к ограничениям на угол смешивания ξ и массу правых заряженных W_R -бозонов.

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

$$J_{LR}^\mu = \alpha_{LR} J_{3R}^\mu - \frac{1}{2\alpha_{LR}} J_{B-L}^\mu, \quad (5)$$

где J_{3R}^μ — третья компонента $SU(2)_R$ -изоспина, а B и L представляют собой лептонное и барионное квантовые числа соответственно. В LR-модели левые и правые фермионы являются $SU(2)_R$ -дублетами и синглетами соответственно. Модельный параметр α_{LR} определяется 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 приняты следующие обозначения: $s_W \equiv \sin \theta_W$ и $c_W \equiv \cos \theta_W$). В общем случае параметр α_{LR} может изменяться в интервале $1/\sqrt{2} \leq \alpha_{LR} \leq 1.52$ 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 литературе LR-модель рассматривается в случае равных левых и правых констант связи, $g_R = g_L$, который реализуется при максимальных значениях α_{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 .

Кроме моделей, основанных на расширенных калибровочных группах, в анализе будет использоваться так называемая последовательная стандартная модель (SSM), в которой Z' имеет такие же фермионные константы связи, как Z в СМ. Получение ограничений на параметр смешивания и массы Z' -бозонов в рамках модели SSM является весьма полезным с точки зрения сравнения этих ограничений с результатами других моделей.

В теории с расширенными калибровочными группами, предполагающими наличие дополнительного нейтрального калибровочного Z' -бозона,

массовая матрица состояний Z и Z' имеет недиагональные члены δM , которые определяются вакуумными ожиданиями хиггсовских полей [2]:

$$M_{ZZ'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta M^2 \\ \delta M^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где M_Z и $M_{Z'}$ — массы Z - и Z' -бозонов соответственно.

В процессе диагонализации массовой матрицы (6) происходит поворот полей Z - и Z' -бозонов на угол смешивания ϕ , что приводит к появлению собственных массовых или так называемых физических состояний Z_1 и Z_2 :

$$\begin{pmatrix} Z_1 \\ Z_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ Z' \end{pmatrix}, \quad (7)$$

при этом массы M_1 и M_2 состояний Z_1 и Z_2 определяются таким образом:

$$M_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[M_Z^2 + M_{Z'}^2 \pm \sqrt{(M_Z^2 - M_{Z'}^2)^2 + (4\delta M^2)^2} \right]. \quad (8)$$

Из выражения (7) следует:

$$Z_1 = Z \cos \phi + Z' \sin \phi, \quad (9)$$

$$Z_2 = -Z \sin \phi + Z' \cos \phi. \quad (10)$$

Через Z и Z' обозначены собственные состояния операторов полей слабых калибровочных бозонов. Для моделей с расширенным калибровочным сектором, рассматриваемых здесь, угол Z - Z' -смешивания определяется как

$$\operatorname{tg}^2 \phi = \frac{M_Z^2 - M_1^2}{M_2^2 - M_Z^2} \simeq \frac{2M_Z \Delta M}{M_2^2}, \quad (11)$$

где $\Delta M = M_Z - M_1 > 0$, M_Z — масса Z -бозона в отсутствие смешивания. Рассматриваемый класс моделей с расширенным калибровочным сектором условно можно разделить на три подкласса [2–4], различающиеся исходными предположениями относительно свойств симметрии хиггсовского сектора моделей, ответственного за генерацию определенной структуры элементов массовой матрицы Z -бозона. Для всех этих подклассов справедлива формула (11). Модель, имеющая наименьшие ограничения, не содержит жестких требований на групповые свойства симметрии для хиггсовских полей, например, 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 и заряженных токов, является свободным. Свобода в выборе группового

Таблица 1. Левые $g_L^{f'}$ и правые $g_R^{f'}$ константы связи фермионов первого поколения СМ с Z' -бозонами в единицах $g_{Z'} = g_Z s_W = 1/c_W$ для E_6 - и LR-моделей

Фермионы (f)	ν	e	u	d
E_6 -модель				
$g_L^{f'}$	$3A + B$	$3A + B$	$-A + B$	$-A + B$
$g_R^{f'}$	0	$A - B$	$A - B$	$-3A - B$
LR-модель				
$g_L^{f'}$	$\frac{1}{2\alpha_{LR}}$	$\frac{1}{2\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}}$
$g_R^{f'}$	0	$\frac{1}{2\alpha_{LR}} - \frac{\alpha_{LR}}{2}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}} + \frac{\alpha_{LR}}{2}$	$-\frac{1}{6\alpha_{LR}} - \frac{\alpha_{LR}}{2}$

представления эквивалентна отмене требования, налагаемого на параметр $\rho_0 (= 1)$ в $SU(2) \times U(1)$ СМ. На древесном уровне справедливо равенство $M_Z = M_W/(c_W \sqrt{\rho_0})$, 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 s_W^2), m_t и m_H .

Если теперь предположить, что нарушение $SU(2)$ -симметрии обусловлено хиггсовскими полями с дублетной структурой, для которых $\rho_0 = 1$ (как и в СМ), то в этом случае восстанавливается взаимосвязь, имеющая место на древесном уровне между тремя параметрами (M_Z , M_W и θ_W) и определяемая уравнением $M_Z = M_W/c_W$ (в общем случае мы должны учитывать также радиационные поправки в этой формуле). Так как s_W^2 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” [2–4]), 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 :

$$\phi \simeq -s_W^2 \frac{\sum_i \langle \Phi_i \rangle^2 I_{3L}^i Q'_i}{\sum_i \langle \Phi_i \rangle^2 (I_{3L}^i)^2} = C \frac{M_1^2}{M_2^2}, \quad (12)$$

где $\langle \Phi_i \rangle$ — вакуумные ожидания хиггсовских полей, ответственных за спонтанное нарушение

симметрии, а Q'_i — их заряды по отношению к дополнительной группе $U(1)'$. 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. В частности, нейтральные скалярные состояния из этого 27-плета, являющиеся одновременно синглетами по цветовому квантовому числу, обладают такими же зарядами Q'_i , как фермионы ν , E^0 и $\bar{E}^0$. Константа C выражается через вакуумные ожидания этих хиггсовских полей $x \equiv \langle \Phi_\nu \rangle$, $\bar{v} \equiv \langle \Phi_{E^0} \rangle$ и $v \equiv \langle \Phi_{\bar{E}^0} \rangle$. Кроме того, следует учитывать еще одно дополнительное условие, налагаемое обычно на свойства хиггсовских полей. А именно, чтобы избавиться от проблем, связанных с нарушением универсальности заряженных токов, полагают $x = 0$. Окончательно имеем

$$C = 4s_W \left(A - \frac{\sigma - 1}{\sigma + 1} B \right). \quad (13)$$

Здесь $\sigma = |\bar{v}/v|^2$ — отношение квадратов вакуумных ожиданий хиггсовских полей; константы A и B имеют вид $A = \cos \beta/2\sqrt{6}$, $B = \sqrt{10}/12 \sin \beta$, угол β определяет ориентацию генератора $U(1)'$ в E_6 -групповом пространстве [13]. В настоящей работе мы рассматриваем только второй тип моделей с $\rho_0 = 1$ (E_6 , LR, SSM).

Для определения интервала изменения ΔM (или M_Z) мы будем следовать подходу, предложенному в работе [27]. Напомним, что в on-shell-схеме перенормировка массы W -бозона с учетом петлевых вкладов может быть представлена в виде

$$M_W^2 \rightarrow \frac{\pi \alpha_{\text{em}}}{\sqrt{2} G_F s_W^2 (1 - \Delta r)}. \quad (14)$$

Входящие в формулу (14) фермиевская константа G_F и постоянная тонкой структуры α_{em} (при $Q^2 = 0$) определены с высокой степенью точности. Через Δr обозначен вклад радиационных поправок,

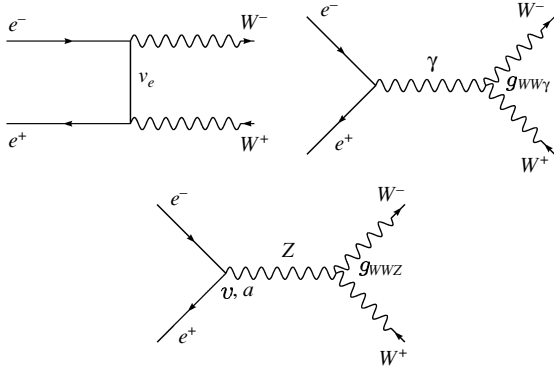


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы процесса $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$ в рамках СМ.

величина которого равна $\Delta r = 0.0362 \pm 0.0005$, где неопределенности определяются точностью измерения массы t -кварка и неопределенностями в измерении $\alpha_{\text{em}}(M_Z^2)$. В on-shell-схеме имеет место равенство $s_W^2 = (1 - M_W^2/M_Z^2)$, поэтому можно использовать формулу (14) и современное экспериментальное значение $M_W = 80.399 \pm 0.023$ ГэВ [28] для оценки величины M_Z . Это предсказание, сделанное в рамках СМ, находится в хорошем согласии с современной экспериментальной величиной $M_1 = 91.1876 \pm 0.0021$ ГэВ. Поэтому сдвиг по массе ΔM легкого калибровочного Z_1 -бозона не должен выходить за коридор ошибок для M_Z , определенный из M_W в СМ. Расчеты для сдвига по массе Z_1 -бозона дают $\Delta M \approx 34$ МэВ.

Константы связи $Z\bar{f}f$ в СМ имеют вид $g_L^f = (I_{3L}^f - Q^f s_W^2) \times g_Z$, $g_R^f = -Q^f s_W^2 \times g_Z$, где $g_Z = 1/s_W c_W$. Константы связи $Z'\bar{f}f$ для E_6 -модели приведены в табл. 1.

Исходя из соотношений (9) и (10) легко получить формулы для векторных и аксиально-векторных, $(v_f, a_f) = (g_L^f \pm g_R^f)/2$, констант связи Z_1 - и Z_2 -бозонов с фермионами:

$$v_{1f} = v_f \cos \phi + v'_f \sin \phi, \quad (15)$$

$$a_{1f} = a_f \cos \phi + a'_f \sin \phi,$$

$$v_{2f} = -v_f \sin \phi + v'_f \cos \phi, \quad (16)$$

$$a_{2f} = -a_f \sin \phi + a'_f \cos \phi.$$

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

$$g_{WWZ_1} = \cos \phi g_{WWZ}, \quad (17)$$

$$g_{WWZ_2} = -\sin \phi g_{WWZ}, \quad (18)$$

где $g_{WWZ} = c_W/s_W$ — трехбозонная константа стандартного Z -бозона.

3. СПИРАЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ

В СМ процесс (2) в борновском приближении описывается двумя s -канальными диаграммами с обменом γ -квантом и Z -бозоном, а также t -канальной диаграммой с обменом нейтрино ν (см. рис. 1). Для моделей с расширенным калибровочным сектором возникает иной набор диаграмм (см. рис. 2). Из рис. 1 и 2 видно, что при рассмотрении моделей с расширенным калибровочным сектором диаграммы с обменом нейтрино ν и γ -квантом (две верхние диаграммы) не изменяются. Диаграмма с обменом Z -бозоном изменяется за счет $Z-Z'$ -смешивания. В частности, состояние Z переходит в состояние Z_1 . Кроме того, здесь появляется новая диаграмма с обменом тяжелым Z_2 -бозоном.

Матричный элемент процесса (2) с учетом эффекта $Z-Z'$ -смешивания и вклада новой диаграммы с обменом Z_2 -бозоном можно схематично представить (опуская спиральные индексы начальных и конечных состояний) в виде суммы отдельных слагаемых:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}(\nu) + \mathcal{M}(\gamma) + \mathcal{M}(Z_1) + \mathcal{M}(Z_2). \quad (19)$$

Выражение (19) можно переписать в виде, удобном для дальнейшего анализа:

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \mathcal{M}_{\text{SM}} + \Delta\mathcal{M} = \\ &= \mathcal{M}(\nu) + \mathcal{M}(\gamma) + \mathcal{M}(Z) + \Delta\mathcal{M}, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$\Delta\mathcal{M} = \mathcal{M}(Z_1) + \mathcal{M}(Z_2) - \mathcal{M}(Z). \quad (21)$$

Вклад Z' -бозона в сечение процесса (2) можно условно разделить на две составляющие. Первая из них (прямой вклад) индуцируется появлением дополнительной четвертой диаграммы с обменом Z_2 -бозоном. Вторая часть (косвенный вклад) возникает за счет модификации третьей диаграммы с обменом стандартным Z -бозоном из-за $Z-Z'$ -смешивания, проявляющейся как в малых изменениях констант связи электронов с Z -бозонами и трехбозонной вершины, так и в небольшом сдвиге массы ΔM .

Спиральное дифференциальное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z_1, Z_2 \rightarrow W^+W^-$ дается следующим выражением:

$$\frac{d\sigma_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}}{d\cos\theta} = \frac{|\mathbf{p}|}{4\pi s\sqrt{s}} |\mathcal{M}_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}(s, \cos\theta)|^2, \quad (22)$$

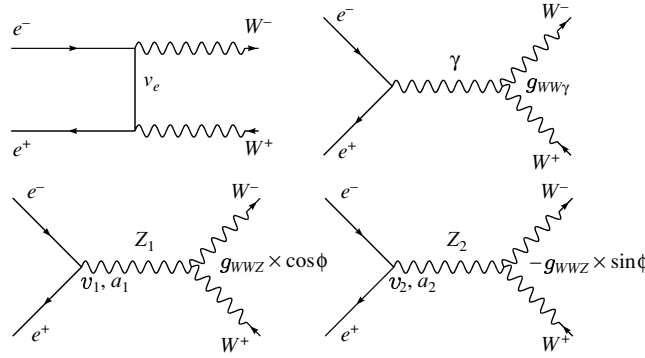


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы процесса $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$ в рамках расширенных калибровочных моделей.

где $|\mathbf{p}| = \beta_W \sqrt{s}/2$, $\beta_W = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$, спиральность электрона (позитрона) обозначена как $\lambda = \pm 1/2$ ($\lambda' = -\lambda$), а спиральности W^- и W^+ как $\tau = \pm 1, 0$ и $\tau' = \pm 1, 0$ соответственно. Элементы $\mathcal{M}_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}(s, \cos \theta)$, содержащиеся в формуле (22), представляют собой спиральные амплитуды. Для наглядности точные выражения для спиральных амплитуд $\mathcal{M}_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}$ представлены в табличном виде (см. табл. 2). Отметим, что метод базисных спиноров [29] приводит к тем же выражениям для спиральных амплитуд процесса (2).

В табл. 2 использовались следующие обозначения: $t = M_W^2 - s(1 - \beta_W \cos \theta)/2$, $\beta_W = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$, $\gamma_W = \sqrt{s}/(2M_W)$, M_W — масса $W^\pm$ -бозонов, θ — угол рассеяния (вылета) W^- -бозона по отношению к направлению движения электронного пучка в с.ц.м. e^+e^- -пары, $e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$, α_{em} — постоянная тонкой структуры, M_j и Γ_j ($j = 1, 2$) есть масса и полная ширина распада Z_j -бозона соответственно. При вычислении полной ширины распада тяжелого Z_2 -бозона предполагалось, что основные моды его распада определяются набором фермионных и бозонных состояний, предсказываемых СМ. Учет каналов распада с участием возможных экзотических состояний, например, тяжелых кварков и лептонов (если они достаточно легкие, т.е. $m_f < M_2/2$), предсказываемых расширенными калибровочными моделями, приводит к увеличению полной ширины Z_2 -бозона, однако это практически никак не сказывается на оценке ограничений на угол Z – Z' -смешивания, определяемых в опции коллайдера LEP2, где возможно проявление лишь косвенных эффектов новых калибровочных бозонов.

Табличная запись спиральных амплитуд позволяет выявить ряд характерных особенностей, присущих процессу поляризационного рождения заряженных векторных бозонов (2). Во-первых, амплитуды, содержащие электроны с правой

спиральностью, полностью определяются γ , Z_1 и Z_2 -промежуточными состояниями. С другой стороны, рождение поперечно-поляризованных $W^\pm$ -бозонов с противоположными спиральностями ($\tau = -\tau' = \pm 1$) левополяризованными электронами однозначно описывается амплитудой нейтринного обмена.

В общем случае дифференциальное сечение для неполяризованных исходных e^+ - и e^- -пучков, а также неполяризованных конечных $W^\pm$ -бозонов определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{1}{4} \sum_{\lambda; \tau, \tau'} \frac{d\sigma_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}}{dz}, \quad (23)$$

где $z = \cos \theta$.

Среди всех мод распада пар $W^\pm$ -бозонов наиболее подходящим для их регистрации является полуплеотонный канал, в котором один заряженный калибровочный бозон распадается в лептонную пару, а другой — в две адронные струи [16–19]:

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu, \bar{\nu}) \oplus (q, \bar{q}). \quad (24)$$

Отметим, что моделирование и оценка фоновых процессов к реакции (24) проводились в работах [16–19] при помощи специальных пакетов программ.

Проведение самостоятельных теоретических оценок вкладов фоновых процессов возможно, например, с использованием соответствующих программ (см. [30]). Однако в настоящей работе подобный анализ не осуществлялся. За основу анализа брались экспериментальные данные с соответствующими статистическими и систематическими ошибками, обусловленными совокупностью факторов (в том числе и фоновыми процессами). Теоретические ошибки предусматривают лишь погрешности в определении фундаментальных констант и других параметров, использовавшихся при расчете дифференциальных сечений процесса (2).

Таблица 2. Выражения для спиральных амплитуд процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z_1, Z_2 \rightarrow W^+W^-$

$e_{-\lambda}^+ e_{\lambda}^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$	$\tau = \tau' = 0$ $-\frac{e^2 s \lambda}{2} \sin \theta$	
$\frac{2\lambda - 1}{4ts_W^2}$	$\frac{s}{2M_W^2} \left[\cos \theta - \beta_W \left(1 + \frac{2M_W^2}{s} \right) \right]$	
$-\frac{2}{s} + \frac{2g_{WWZ_1}}{s - M_1^2 + iM_1\Gamma_1} (v_{1e} - 2a_{1e}\lambda) +$ $+\frac{2g_{WWZ_2}}{s - M_2^2 + iM_2\Gamma_2} (v_{2e} - 2a_{2e}\lambda)$	$-\beta_W \left(1 + \frac{s}{2M_W^2} \right)$	
$e_{-\lambda}^+ e_{\lambda}^- \rightarrow W_T^+ W_T^-$	$\tau = \tau' = \pm 1$ $-\frac{e^2 s \lambda}{2} \sin \theta$	$\tau = -\tau' = \pm 1$ $-\frac{e^2 s \lambda}{2} \sin \theta$
$\frac{2\lambda - 1}{4ts_W^2}$	$\cos \theta - \beta_W$	$-\cos \theta - 2\tau\lambda$
$-\frac{2}{s} + \frac{2g_{WWZ_1}}{s - M_1^2 + iM_1\Gamma_1} (v_{1e} - 2a_{1e}\lambda) +$ $+\frac{2g_{WWZ_2}}{s - M_2^2 + iM_2\Gamma_2} (v_{2e} - 2a_{2e}\lambda)$	$-\beta_W$	0
$e_{-\lambda}^+ e_{\lambda}^- \rightarrow W_T^+ W_L^-$	$\tau = 0, \tau' = \pm 1$ $-\frac{e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}} (\tau' \cos \theta - 2\lambda)$	$\tau = \pm 1, \tau' = 0$ $\frac{e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}} (\tau \cos \theta + 2\lambda)$
$\frac{2\lambda - 1}{4ts_W^2}$	$\frac{\sqrt{s}}{2M_W} [\cos \theta (1 + \beta_W^2) - 2\beta_W] -$ $-\frac{2M_W}{\sqrt{s}} \frac{\tau' \sin^2 \theta}{\tau' \cos \theta - 2\lambda}$	$\frac{\sqrt{s}}{2M_W} [\cos \theta (1 + \beta_W^2) - 2\beta_W] -$ $-\frac{2M_W}{\sqrt{s}} \frac{\tau \sin^2 \theta}{\tau \cos \theta + 2\lambda}$
$-\frac{2}{s} + \frac{2g_{WWZ_1}}{s - M_1^2 + iM_1\Gamma_1} (v_{1e} - 2a_{1e}\lambda) +$ $+\frac{2g_{WWZ_2}}{s - M_2^2 + iM_2\Gamma_2} (v_{2e} - 2a_{2e}\lambda)$	$-\beta_W \frac{\sqrt{s}}{M_W}$	$-\beta_W \frac{\sqrt{s}}{M_W}$

Примечание. Для получения амплитуды $\mathcal{M}_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}(s, \cos \theta)$ 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 следует последовательно умножить на соответствующие элементы первого столбца, а затем просуммировать по всем промежуточным состояниям.

На основе выполненного анализа было установлено, что “полулептонная” мода распада $W^\pm \rightarrow q\bar{q} + l\nu$ имеет ряд преимуществ перед остальными модами. Одним из таких преимуществ является довольно низкий уровень фоновых процессов. Кроме того, процесс (24) легко может быть идентифицирован на основе следующего критерия 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 и, наконец, 3) недостающий 4-импульс соответствует собы-

тию 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 (24) может быть полностью восстановлена и, более того, заряды W -бозонов однозначно идентифицированы. Оценки эффективности регистрации

$W^\pm$ -пары в этих условиях дают ε_W от 0.20 до 0.27 [16–19].

В настоящей работе при расчете дифференциальных сечений процесса (2) использовалось on-shell-приближение, когда рожденные $W^\pm$ -бозоны находятся на “массовой поверхности”. Как отмечалось в работе [31], данное приближение с приемлемой точностью описывает процесс рождения пар $W^\pm$ -бозонов при энергиях коллайдера LEP2. Кроме того, в on-shell-приближении не возникает известных проблем, связанных с калибровочной инвариантностью нестабильных частиц, а также в рамках этого приближения возможен расчет полного набора радиационных поправок в $\mathcal{O}(\alpha_{\text{em}})$ -порядке теории возмущений.

Что касается радиационных поправок к исследуемому процессу, то здесь следует отметить, что наиболее существенными из них являются поправки, связанные с излучением фотонов начальными электрон-позитронными состояниями, поправки, учитывающие кулоновское взаимодействие заряженных $W^\pm$ -бозонов друг с другом, электрослабые и квантовохромодинамические поправки. Детальное описание методов учета радиационных поправок, а также ссылки на оригинальную литературу можно найти в работах [30, 32].

При получении ограничений на массу Z' -бозона и параметр $Z-Z'$ -смешивания в настоящей работе использовались данные по измерению угловых распределений пар $W^\pm$ -бозонов в экспериментах

OPAL [16], L3 [17], DELPHI [18] и ALEPH [19]. Эти данные охватывают интервал энергий начальных пучков от $\sqrt{s} = 182$ до 206 ГэВ. На рис. 3 представлены экспериментальные данные угловых распределений процесса (2), а также теоретические дифференциальные сечения в СМ с учетом радиационных поправок и кинематических ограничений, принятых в экспериментах. Последние представлены в виде гистограмм. Из рис. 3 видно, что дифференциальные сечения во всех рассматриваемых энергетических точках хорошо согласуются с предсказаниями СМ. Это означает, что посредством статистического анализа, выполненного в следующем разделе, скорее удастся получить лишь ограничения на параметр бозонного смешивания и массу Z' -бозона, нежели чем определить их конкретные значения.

4. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТР $Z-Z'$ -СМЕШИВАНИЯ И МАССУ Z' -БОЗОНА. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для большей наглядности анализ экспериментальных данных по угловым распределениям заряженных бозонов в процессе (2) выполним в два этапа. В первом, упрощенном случае, будем использовать “обобщенную” параметризацию вклада Z' -бозонов в амплитуду рассматриваемого процесса, описываемую двумя параметрами:

$$\xi_\pm = \Delta \mathcal{M}_{\tau\tau'}^\lambda / \mathcal{M}_{\tau\tau'}^\lambda(Z) \approx \left(\frac{g_{WWZ_1}(v_{1e} - 2a_{1e}\lambda)}{s - M_1^2} + \frac{g_{WWZ_2}(v_{2e} - 2a_{2e}\lambda)}{s - M_2^2} \right) / \left(\frac{g_{WWZ}(v_e - 2a_e\lambda)}{s - M_Z^2} \right) - 1, \quad (25)$$

где нижние индексы при $\xi_\pm$ соответствуют электронной спиральности с $\lambda = \pm 1/2$. При написании формулы (25) использовалось приближение $M_1 \ll \ll \sqrt{s} \ll M_2$. Параметризация вклада Z' -бозона в амплитуду и сечение реакции (2) через “обобщенные” параметры $\xi_\pm$ является модельно независимой. Как видно из формулы (25), определяющей функции $\xi_\pm$, последние не зависят от поляризации конечных $W^\pm$ -бозонов (τ, τ'), а только от электронной λ (и позитронной $\lambda' = -\lambda$) спиральности. Заметим, что в отсутствие смешивания, $\phi = 0$, параметры $\xi_\pm = 0$.

Для оценки эффектов, индуцированных Z' -бозонами в дифференциальном сечении процес-

са (2), будем использовать функцию

$$\chi^2(\Omega) = \sum_j \sum_{i=1}^{\text{energy bins}} \left[\frac{\sigma_i(\text{exp.}) - \sigma_i(\text{theor.})}{\Delta\sigma_i^2} \right]^2, \quad (26)$$

где $\Omega = \{\xi_+, \xi_-\}$,

$$\sigma_i(\text{exp.}) = \int_{\text{bin}} [d\sigma_i(\text{exp.})/dz] dz$$

— экспериментальные значения для интегральных сечений в i -м бине рассматриваемого процесса. Аналогично определяются

$$\sigma_i(\text{theor.}) = \int_{\text{bin}} [d\sigma_i(\text{theor.})/dz] dz$$

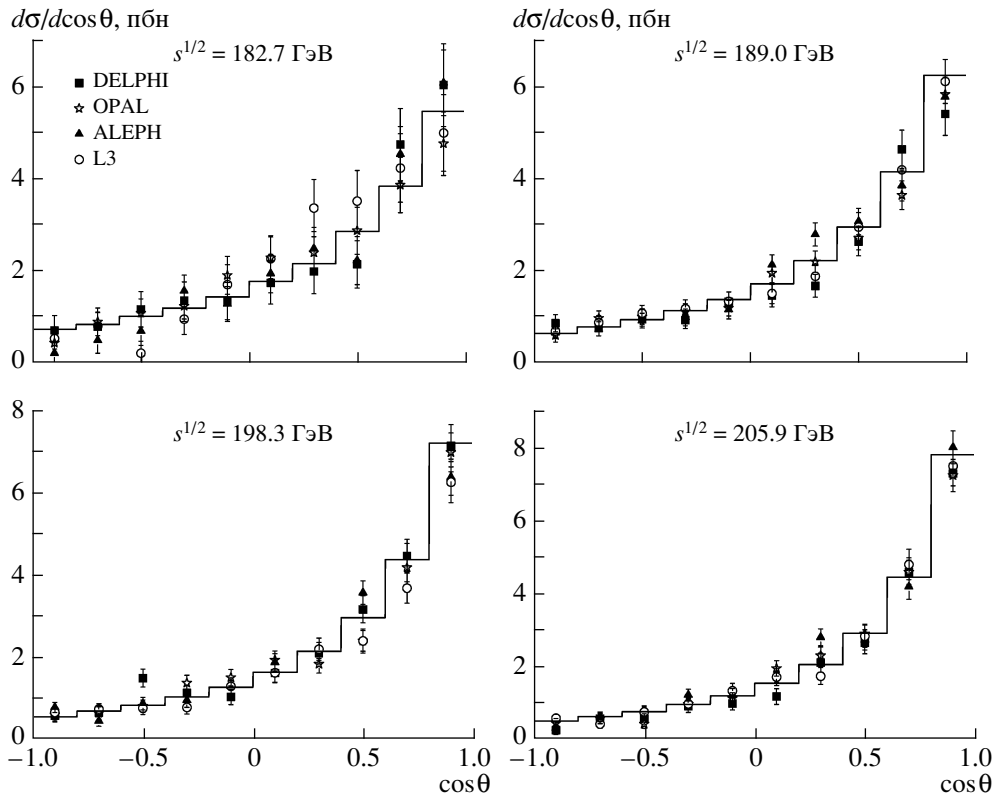


Рис. 3. Угловые распределения вылета W^- -бозонов в процессе (24), измеренные в экспериментах на коллайдере LEP2. Гистограммы — теоретические предсказания для угловых распределений в СМ.

— теоретические значения интегральных сечений в i -м бине, полученные в рамках моделей с Z' или СМ.

Суммирование в формуле (26) выполняется по 10 угловым эквидистантным (кроме первого и последнего) бинам шириной $\Delta z = 0.2$, на которые разбивается весь интервал углов рассеяния ($-z_{\text{cut}} \leq z \leq z_{\text{cut}}$), где $z_{\text{cut}} = 0.98$. Кроме того, в правой части формулы (26) производится суммирование по четырем энергетическим точкам, в которых выполнены измерения дифференциальных сечений на LEP2.

При выполнении расчетов в соответствии с формулой (26) учитывались как теоретические, так и экспериментальные ошибки:

$$\Delta\sigma_i^2 = \Delta\sigma_i^2(\text{exp.}) + \Delta\sigma_i^2(\text{theor.}). \quad (27)$$

Экспериментальные ошибки $\Delta\sigma_i^2(\text{exp.})$ включают в себя систематические и статистические погрешности, а теоретические ошибки $\Delta\sigma_i^2(\text{theor.})$ рассчитывались исходя из погрешностей в определении фундаментальных постоянных, а также других параметров, входящих в выражение для дифференциального сечения рассматриваемого процесса (2). В выполненном ниже анализе корреляция между

наблюдаемыми, определяемыми в разных энергетических и угловых бинах, не учитывалась.

В основу выполненного анализа положены экспериментальные данные с соответствующими статистическими и систематическими ошибками, обусловленными совокупностью факторов, таких, как вклады фоновых процессов, радиационных поправок и др. [16–19]. Относительные систематические ошибки для полных сечений, обусловленные фоновыми процессами, не превышают 0.5%. Что касается дифференциальных сечений, то характерная величина относительных систематических погрешностей в зависимости от значений энергии начальных пучков и угла рассеяния θ составляет (см., например, работу [18]) от 2 до 6.5%. Анализ радиационных поправок, выполненный в работах [16–19], показал, что для полных и интегральных (определенных в отдельных бинах) сечений систематические погрешности, связанные с радиационными поправками, не превышают 0.4%. Отметим также, что сравнительный анализ радиационных поправок к исследуемому процессу, выполненный в настоящей работе на основе разработанных здесь кодов, а также с помощью генераторов Монте-Карло RasoonWW и YFSWW3, описание которых и соответствующие ссылки можно найти в работе [17],

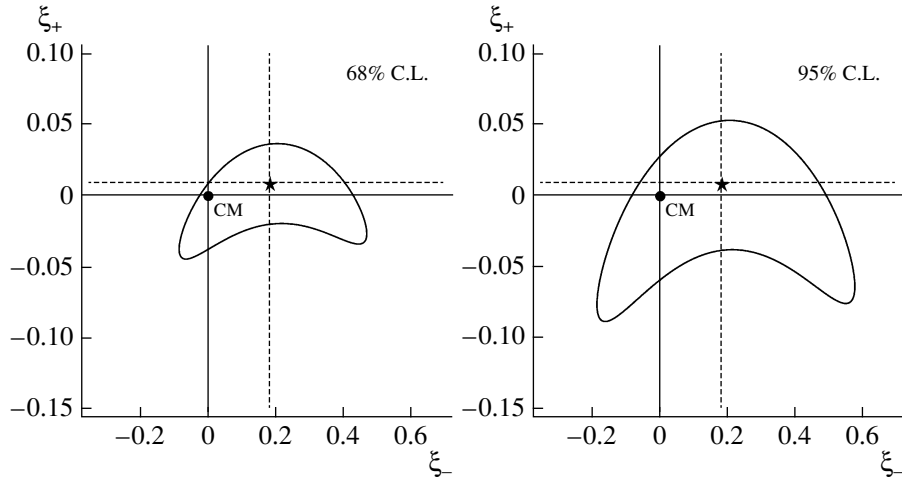


Рис. 4. Разрешенные области на плоскости “обобщенных” параметров ξ_+ и ξ_- для уровней достоверности 68% и 95%. Точки $\star$ на плоскости параметров соответствуют положению минимума функции χ^2 .

демонстрирует убедительное согласие обоих видов расчетов, разница в предсказаниях которых для процесса (2) в рамках СМ существенно меньше экспериментальных неопределенностей.

Ограничения на параметры, входящие в набор Ω , при заданном уровне достоверности (C.L.) получают исходя из следующего требования [28]:

$$\chi^2(\Omega) \leq \chi_{\min}^2 + \Delta\chi^2, \quad (28)$$

где значение $\Delta\chi^2$ определяется задаваемым уровнем достоверности и зависит от числа параметров в наборе Ω ; $\chi_{\min}^2$ — минимальное значение функции $\chi^2(\Omega)$. Процедура “фитирования” экспериментальных данных [16–19] была выполнена с использованием системы аналитических и численных вычислений “Mathematica 7.0”. Фактически были найдены такие значения “обобщенных” параметров ξ_+ и ξ_- , входящих непосредственно в матричный элемент $\mathcal{M}_{\tau\tau'}^\lambda(s, \cos\theta)$ и интегральные сечения $\sigma_i(\text{theor.})$, при которых $\chi^2(\Omega) = \chi_{\min}^2$. Результаты выполнения данной процедуры для введенных “обобщенных” параметров ξ_+ и ξ_- следующие:

$$\xi_+ = 0.0089, \quad (29)$$

$$\xi_- = 0.1810. \quad (30)$$

Данные значения “обобщенных” параметров соответствуют минимуму функции $\chi^2(\Omega)$, т.е. фактически определяют $\chi_{\min}^2$. Воспользовавшись формулой (26), получим для $\chi_{\min}^2$ следующее значение:

$$\chi_{\min}^2 = 135.21.$$

Таким образом, на одну степень свободы (DOF) приходится величина $\chi_{\min}^2$, равная

$$\chi_{\min}^2/\text{DOF} = 0.86.$$

Далее, можно оценить коэффициент адекватности процедуры фитирования, применяемой в данном анализе [28]:

$$p = 0.895.$$

На основе критерия (28) получим ограничения на параметры ξ_+ и ξ_- . На рис. 4 представлены области ограничений на “обобщенные” параметры ξ_+ и ξ_- (сплошная замкнутая линия) для 68% C.L. и 95% C.L.; пересечение штриховых линий (звездочка) определяет значения данных параметров, соответствующих минимуму функции $\chi^2(\Omega)$; точка с координатами (0,0) соответствует СМ. Из рис. 4 ясно видно, что экспериментальные данные по измерению дифференциального сечения процесса (2) согласуются с предсказаниями СМ на уровне как 95% C.L., так и 68% C.L.

На основе информации, приведенной на рис. 4, можно выполнить интервальные оценки параметров ξ_+ и ξ_- . Для 1σ интервалов (68% C.L.) получим следующие значения:

$$\Delta\xi_+ = \pm 0.0455, \quad \Delta\xi_- = \pm 0.2879, \quad (31)$$

а для интервалов 1.96σ (95% C.L.) получим:

$$\Delta\xi_+ = \pm 0.0734, \quad \Delta\xi_- = \pm 0.4650. \quad (32)$$

Перейдем ко второму этапу анализа эффектов Z' -бозонов в процессе (2), цель которого получить ограничения на параметр бозонного $Z-Z'$ -смешивания и массу Z' -бозона для ряда моделей с расширенным калибровочным сектором на основе экспериментальных данных по измерению дифференциальных сечений процесса (2) на коллайдере LEP2. Для этого можно воспользоваться формулой (25) для перехода от “обобщенных” параметров ξ_+, ξ_- к параметру $Z-Z'$ -смешивания ϕ

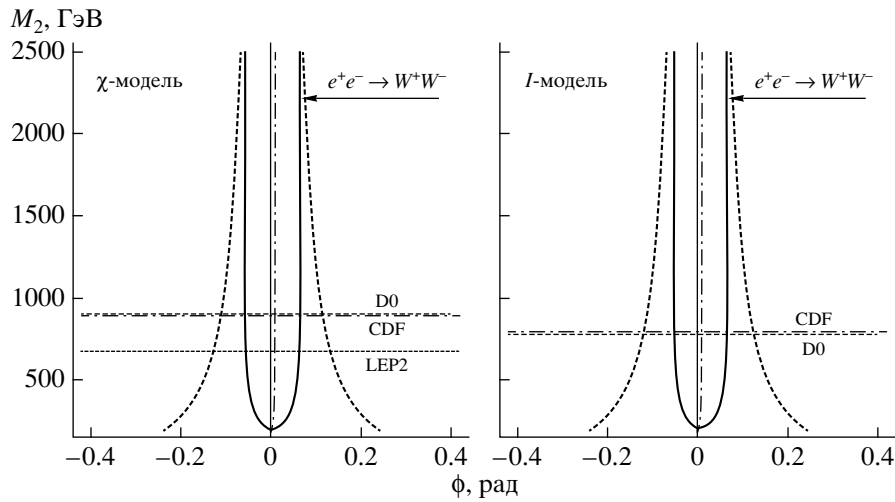


Рис. 5. Ограничения на параметр ϕ и массу M_2 (95% C.L.) для χ - и I -моделей, полученные из анализа экспериментальных данных LEP2 по измерению дифференциальных сечений процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Горизонтальные линии — нижние границы на массу Z' -бозонов, полученные из экспериментов D0 и CDF на коллайдере TEVATRON и экспериментов на коллайдере LEP2, штриховые кривые — ограничения массовой матрицы, штрихпунктирная кривая — ограничение, соответствующее минимуму функции χ^2 .

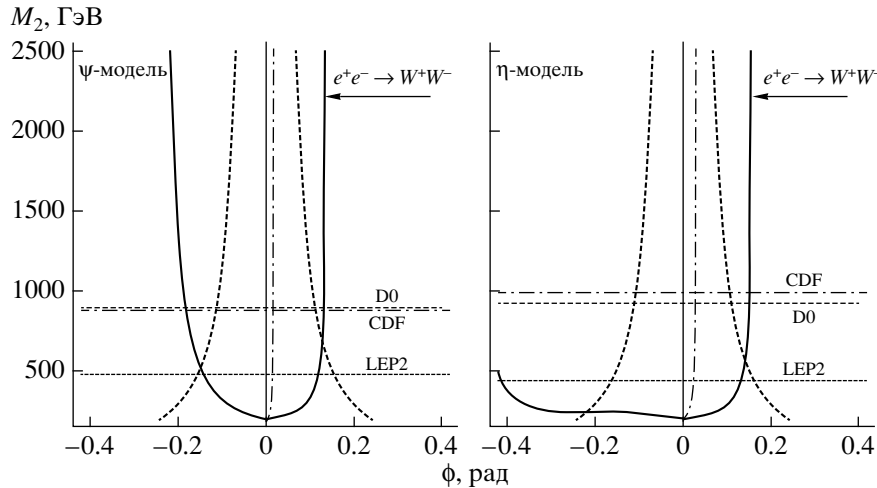


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для ψ - и η -моделей.

и массе Z_2 -бозона M_2 . Выбор конкретной модели с дополнительным калибровочным бозоном фиксирует фермионные константы связи $g_L^{f'}$ и $g_R^{f'}$, а также калибровочную константу $g_{Z'}$, значения которых для ряда моделей представлены в табл. 1.

На рис. 5–7 представлены результаты анализа экспериментальных данных LEP2 по измерению дифференциальных сечений процесса (2). Кроме того, на этих рисунках горизонтальными линиями изображены нижние границы на массу Z' -бозонов, полученные из экспериментов по поиску их прямых (резонансных) эффектов на установках D0 [33] и CDF [34] на протон-антипротонном коллайдере

TEVATRON, а также граничные значения, полученные из экспериментов на коллайдере LEP2 [35] по измерению пропагаторных эффектов Z' в четырехфермионных процессах. Наконец, представленная графическая информация дополнена ограничениями на угол смешивания ϕ и массу Z_2 -бозона, полученными с учетом свойств массовой матрицы (так называемые ограничения массовой матрицы), которые следуют из формулы (11).

Для больших масс M_2 вкладом диаграммы с обменом Z_2 -бозоном можно пренебречь, а доминирующим здесь является эффект модификации диаграммы с обменом стандартным Z -бозоном за счет $Z-Z'$ -смешивания. Именно по этой причине

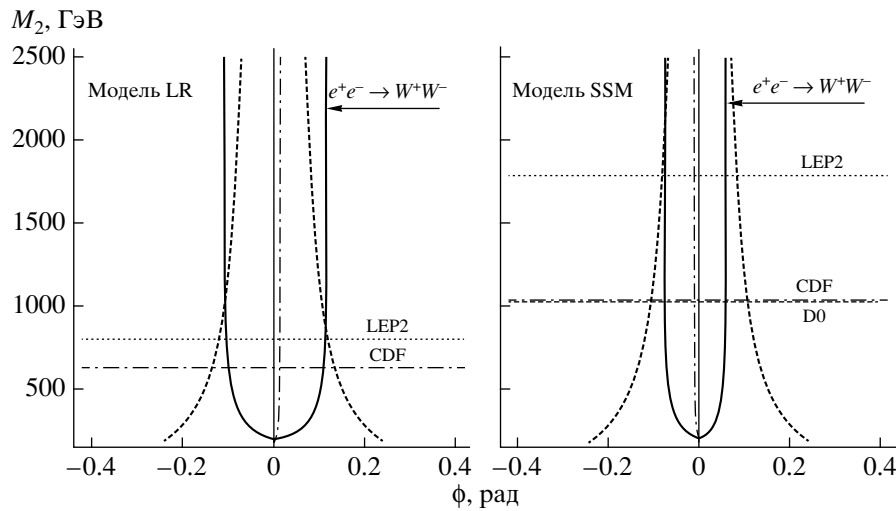


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но для моделей LR и SSM.

ограничения на угол смешивания ϕ практически не зависят от M_2 при больших массах Z_2 -бозона. Как следует из рис. 5–7, типичный масштаб ограничений на параметр смешивания в этой области масс составляет $\phi \geq 5 \times 10^{-2}$.

При малых массах, $M_2 \rightarrow \sqrt{s}$, роль диаграммы с обменом Z_2 -бозоном становится определяющей. Кроме того, знаки вкладов от Z – Z' -смешивания в сечение процесса рождения пары $W^\pm$ -бозонов, обусловленные модификацией диаграммы с обменом стандартным Z -бозоном и прямым обменом Z_2 -бозоном, оказываются одинаковыми, тем самым оба эффекта усиливают друг друга. Это усиление приводит к тому, что в области малых масс M_2 ограничения на угол смешивания ϕ могут достигать современных граничных значений, $\phi \sim 10^{-3}$, полученных главным образом из прецизионных измерений эффектов бозонного смешивания в резонансной области энергии ($\sqrt{s} \approx M_Z$) на коллайдерах LEP1 и SLC, и даже превосходить их. Все перечисленные выше особенности можно наблюдать на рис. 5–7. Отметим, однако, что области малых масс Z' -бозонов исключены экспериментами на коллайдерах TEVATRON и LEP2 по исследованию четырехфермионных процессов, как это продемонстрировано на рис. 5–7, поэтому потенциальные возможности процесса (2) в области энергий, достижимых на коллайдере LEP2 для проведения точных измерений параметров смешивания, являются значительно более скромными по сравнению с резонансными измерениями четырехфермионных процессов в Z -пике. Действительно, чувствительность резонансных экспериментов к Z – Z' -смешиванию на LEP1 заметно превосходит потенциальные возможности коллайдера LEP2 по измерению ϕ и M_2 в процессе (2). Вместе с

тем, как отмечалось во Введении, из резонансных данных при $\sqrt{s} = M_1$ нельзя сделать однозначного вывода о природе новой физики, так как кроме Z' -бозона в резонансные наблюдаемые могут давать вклад также новые тяжелые фермионы и скалярные частицы, предсказываемые моделями с расширенным калибровочным сектором, и т.п. Наконец, возможна частичная или даже полная компенсация различных эффектов новой физики в резонансных наблюдаемых из-за возможной корреляции их вкладов. Игнорирование в анализе экспериментальных данных этой возможности приведет к тому, что полученные ограничения на параметры Z' -бозонов будут либо чрезмерно оптимистичными, либо даже далекими от действительности. Поэтому информация о Z – Z' -смешивании, полученная соответственно в резонансных и нерезонансных экспериментах на LEP1 и LEP2, является взаимодополняющей.

В заключение авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований (БРФФИ) за финансовую поддержку настоящей работы, выполненной в рамках программы БРФФИ–ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. **183**, 193 (1989).
2. A. Leike, Phys. Rept. **317**, 143 (1999).
3. T. G. Rizzo, hep-ph/0610104.
4. P. Langacker, Rev. Mod. Phys. **81**, 1199 (2009).
5. J. Erler *et al.*, JHEP **0908**, 017 (2009).
6. F. del Aguila, J. de Blas, and M. Perez-Victoria, JHEP **1009**, 033 (2010).
7. A. A. Pankov and N. Paver, Phys. Lett. B **272**, 425 (1991).

8. A. A. Babich and A. A. Pankov, Sov. Phys. J. **34**, 365 (1991).
9. A. A. Pankov, R. Raczka, and I. S. Satsunkevich, Nuovo Cimento A **104**, 1697 (1991).
10. A. A. Панков, ЯФ **55**, 461 (1992).
11. A. A. Pankov and N. Paver, Phys. Lett. B **274**, 483 (1992).
12. A. A. Babich, A. A. Pankov, and N. Paver, Phys. Lett. B **299**, 351 (1993).
13. A. A. Pankov and N. Paver, Phys. Rev. D **48**, 63 (1993).
14. A. A. Панков, ЯФ **57**, 472 (1994).
15. A. A. Бабич, A. A. Панков, ЯФ **57**, 2061 (1994).
16. G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. C **52**, 767 (2007).
17. P. Achard *et al.*, Phys. Lett. B **600**, 22 (2004).
18. J. Abdallah *et al.*, Eur. Phys. J. C **34**, 127 (2004).
19. S. Schael *et al.*, Phys. Lett. B **614**, 7 (2005).
20. V. M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 191801 (2009).
21. T. Aaltonen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 201801 (2010).
22. D. Benchechrout, C. Driouichi, and A. Hoummada, Eur. Phys. J. direct **C3**, No. 3 (2001).
23. P. Candelas *et al.*, Nucl. Phys. B **258**, 46 (1985).
24. D. J. Gross *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 502 (1985).
25. E. Witten, Nucl. Phys. B **258**, 75 (1985).
26. Y. Hosotani, Phys. Lett. B **129**, 193 (1983).
27. D. Feldman, Z. Liu, and P. Nath, JHEP **0611**, 007 (2006).
28. K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
29. B. B. Андреев, ЯФ **66**, 410 (2003).
30. J. Altarelli, T. Sjostrand, and F. Zwirner, in *Proceedings of the Workshop on Physics at LEP2, Geneva, 1995*, CERN report 96-01 (Geneva, 1996).
31. M. Gintner, S. Godfrey, and G. Couture, Phys. Rev. D **52**, 6249 (1995).
32. D. Bardin and G. Passarino, *The Standard Model in the Making: Precision Study of the Electroweak Interactions* (Clarendon Press, Oxford, 1999).
33. V. Abazov *et al.*, Phys. Lett. B **695**, 88 (2011).
34. T. Aaltonen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 091805 (2009).
35. R. Barate *et al.*, Phys. Lett. B **565**, 61 (2003).

CONSTRAINTS ON $Z-Z'$ MIXING ANGLE ON THE BASIS OF LEP2 EXPERIMENTAL DATA

Vas. V. Andreev, A. A. Pankov

Analysis of effects induced by Z' -bosons based on LEP2 experimental data (OPAL, DELPHI, ALEPH, L3) on differential cross sections of the $W^\pm$ -pair production process was performed. Also, the constraints on Z' -boson mass $M_{Z'}$ and $Z-Z'$ -mixing angle ϕ were obtained for some specific extended gauge models.