

УДК 530.1; 539.12

ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ ЭФФЕКТОВ Z' -БОЗОНА И АНОМАЛЬНЫХ КОНСТАНТ НА УСКОРИТЕЛЕ ILC В ПРОЦЕССЕ $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Василий В. Андреев¹, А.А. Панков²¹Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель²Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, Гомель

DISCRIMINATION BETWEEN Z' -BOSON AND ANOMALOUS GAUGE COUPLINGS EFFECTS IN $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ AT ILC

Vasili V. Andreev¹, A.A. Pankov²¹F. Scorina Gomel State University, Gomel²P.O. Sukhoi Gomel State Technical University, Gomel

В работе обсуждается ожидаемая чувствительность сечения парного рождения W^\pm -бозонов в процессе электрон-позитронной аннигиляции по отношению к эффектам, генерируемым Z' -бозоном, в условиях Международного линейного коллайдера (ILC). Особый упор делается на анализ потенциальных возможностей разделения наблюдаемых эффектов, индуцируемых Z' -бозоном, от эффектов, генерируемых аномальными калибровочными константами (АКК). Модельно независимый анализ эффектов Z' -бозона позволяет дифференцировать весь класс Z' моделей (за исключением так называемой SSM модели) от таковых с АКК. Результаты модельно зависимого анализа эффектов Z' -бозона представлены в виде так называемых порогов обнаружения и идентификации в терминах угла $Z-Z'$ смешивания и массы Z' -бозона.

Ключевые слова: Z' -бозон, аномальные калибровочные константы, $Z-Z'$ смешивание.

We discuss the foreseeable sensitivity to Z' 's of W^\pm -pair production cross sections at the e^+e^- International Linear Collider (ILC), especially as regards the potential of distinguishing observable effects of the Z' from the analogous ones due to competitor models with anomalous trilinear gauge couplings (AGC) that can lead to the same or similar new physics experimental signatures at the ILC. The model independent analysis of the Z' effects in the process $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ allows to differentiate the full class of vector Z' models (except sequential SM (SSM)-like models) from those with anomalous trilinear gauge couplings. Results of model dependent analysis of a specific Z' are expressed in terms of discovery and identification reaches on the $Z-Z'$ mixing angle and the Z' mass.

Keywords: Z' -boson, anomalous gauge couplings, $Z-Z'$ mixing.

Введение

Процесс парного рождения W^\pm бозонов

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \quad (0.1)$$

в e^+e^- аннигиляции является одним из важнейших для изучения электрослабой калибровочной симметрии. Свойства слабых калибровочных бозонов тесно связаны с нарушением электрослабой симметрии и структурой калибровочного сектора в целом. Поэтому детальное исследование процесса (0.1) на ускорителе ILC позволит проверить этот сектор Стандартной модели (СМ) с наивысшей точностью, а также пролить свет на «новую» физику, которая может быть обнаружена за рамками СМ.

В СМ процесс (0.1) описывается амплитудами с обменом фотоном и Z -бозоном в s -канале, а также амплитудой с обменом нейтрино в t -канале. Следовательно, данная реакция является особенно чувствительной как по отношению к лептонным константам связи, так и по отношению к трехбозонным константам связи

W -бозонов с Z -бозоном, а также любым новым тяжелым нейтральным бозоном, обмен которым происходит в s -канале. Популярным примером в этом отношении могут служить Z' -бозоны, предсказываемые электрослабыми сценариями, основанными на спонтанном нарушении «расширенных» калибровочных симметрий, масса которых намного превышает массу Z -бозона M_Z , а константы связи имеют отличные от СМ значения. Количество предлагаемых Z' моделей достаточно велико. Поэтому вместо всестороннего анализа в настоящей работе будет сделан акцент на феноменологические эффекты так называемых Z'_{SSM} , Z'_{E_6} и Z'_{LR} моделей в процессе (0.1) [1]–[6].

Нижние пределы на массу Z' -бозона $M_{Z'}$, полученные в процессах Дрелл-Яна на коллайдере LHC в CERN при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и светимости $L_{int} \approx 1.2$ фб⁻¹, лежат в области 1.50–1.65 ТэВ в зависимости от конкретной

тестируемой Z' модели [7], [8]. Так как масса Z' -бозона, по-видимому, велика, можно наблюдать лишь косвенные эффекты, которые выражаются в виде отклонений сечений и других наблюдаемых величин от предсказаний СМ. Очевидно, что исследования такого рода эффектов требуют высокой точности. Поэтому весьма желательно, чтобы ускоритель гарантировал крайне высокую светимость, такую, например, как планируется достичь на ИЛС. Косвенные ограничения на массу Z' -бозона, полученные на основе анализа высокоточных данных ускорителя LEP на пике Z -бозона, дают нижние границы в интервале $\sim 0.4-1.8$ ТэВ в зависимости от модели [5], [6].

В настоящей работе изучаются возможные косвенные эффекты вышеупомянутых Z' -бозонов в процессе парного рождения W^\pm -бозонов (0.1) на e^+e^- ускорителе следующего поколения ИЛС при энергии $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и типичной интегральной светимости $L_{int} \sim 0.5$ аб $^{-1}$ [9], [10]. Ожидается, что отклонения сечений от СМ будут расти с увеличением энергии \sqrt{s} из-за нарушения механизма калибровочного сокращения, играющего важную роль в СМ, что в свою очередь увеличивает чувствительность к эффектам «новой» физики.

Вместе с оценкой предполагаемой чувствительности процесса (0.1) по отношению к рассматриваемым Z' моделям будет исследована проблема разделения эффектов Z' -бозона, в случае их регистрации, от других конкурирующих моделей новой физики, которые могут индуцировать похожие отклонения сечений от предсказаний СМ.

В качестве таких моделей рассматриваются однопараметрические модели с аномальными калибровочными константами, эффекты которых сравниваются с вкладом Z' -бозона.

1 Рассматриваемые модели

В настоящей работе рассматриваются следующие Z' модели [1]–[4]:

1. Модели, вытекающие из спонтанного нарушения симметрии группы E_6 . При этом появляется по крайней мере один дополнительный $U(1)'$ -фактор

$$(E_6 \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_{Y'}).$$

В этих моделях имеет место линейная комбинация, связанная с группой $U(1)_{Y'}$:

$$Z' = Z'_\chi \cos \beta + Z'_\psi \sin \beta.$$

Конкретные значения угла β : $\beta = 0$, $\beta = \pi/2$, $\beta = -\arctg\sqrt{5/3}$ и $\beta = \arctg\sqrt{3/5}$ определяют наиболее популярные модели Z'_χ , Z'_ψ , Z'_η , и Z'_I соответственно.

2. Лево-правые модели, которые основаны на спонтанном нарушении симметрии группы

$$SO(10). \quad \chi^2 = \sum_{\{P_L, \bar{P}_L\}} \sum_i^{\text{bins}} \left[\frac{N_{Z'}(i) - N_{AGC}(i)}{\delta N_{Z'}(i)} \right]^2 \text{-бозон}$$

связан с линейной комбинацией правосторонних и $B-L$ нейтральных токов (B и L – барионное и лептонное квантовые числа соответственно):

$$J_{LR}^\mu = \alpha_{LR} J_{3R}^\mu - \frac{1}{2\alpha_{LR}} J_{B-L}^\mu \quad \text{с} \quad \alpha_{LR} = \sqrt{\frac{c_W^2}{s_W^2} \kappa^2 - 1}.$$

3. Здесь $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \sqrt{1 - s_W^2}$, θ_W – угол Вайнберга, а $\kappa = g_R/g_L$ – отношение $SU(2)_{L,R}$ – калибровочных констант связи. Параметр α_{LR} лежит в пределах $\sqrt{2/3} \leq \alpha_{LR} \leq 1.52$. В данной работе будет рассматриваться модель Z'_{LRS} , соответствующая значению $\alpha_{LR} \approx 1.52$.

4. Так называемая последовательная стандартная модель Z'_{SSM} , в которой константы связи Z' -бозона с фермионами такие же, как и у Z -бозона.

Детальное описание этих моделей можно найти, например, в работах [1]–[4].

2 Параметризация эффектов Z' -бозона

Для начала определим амплитуду процесса (0.1). В борновском приближении ее можно записать в виде суммы t -канальной и s -канальной компонент. В СМ, для нулевых масс фермионов, последняя часть может быть схематически записана как:

$$M_s^{(\lambda)} = \left(-\frac{1}{s} + \frac{\text{ctg} \theta_W (v - 2\lambda a)}{s - M_Z^2} \right) \times G^{(\lambda)}(s, \theta),$$

где s и θ – квадрат энергии начальных пучков в С.Ц.И. и угол вылета W^- -бозона соответственно. Векторная и аксиально-векторная константы связи Z -бозона с электроном могут быть записаны как $v = (T_{3,e} - 2Q_e s_W^2)/(2s_W c_W)$ и $a = T_{3,e}'/(2s_W c_W)$ соответственно, где $T_{3,e} = -1/2$, а λ обозначает спиральность электрона. Наконец, $G^{(\lambda)}(s, \theta)$ – кинематический коэффициент, зависящий от поляризации W^\pm -бозонов. Явный вид амплитуды можно найти в литературе (см., например, работы [11], [12]).

В расширенных калибровочных моделях выражение для амплитуды с обменом дополнительным Z' -бозоном может быть представлено в следующем виде:

$$M_s^{(\lambda)} = \left(-\frac{1}{s} + \frac{g_{WWZ_1}(v_1 - 2\lambda a_1)}{s - M_1^2} + \frac{g_{WWZ_2}(v_2 - 2\lambda a_2)}{s - M_2^2} \right) \times G^{(\lambda)}(s, \theta), \quad (2.1)$$

где $M_{1,2}$ – масса $Z_{1,2}$ бозона (собственные массовые состояния Z и Z' -бозонов), $v_{1,2}$ и $a_{1,2}$ – векторные и аксиально-векторные константы связи $Z_{1,2}$ бозонов соответственно,

$$g_{WWZ_1} = \cos \varphi \times g_{WWZ}, \quad g_{WWZ_2} = -\sin \varphi \times g_{WWZ},$$

$$g_{WWZ} = \text{tg} \theta_W,$$

φ – угол $Z - Z'$ смешивания.

Удобно переписать формулу (2.1) в следующем виде [13]:

$$M_s^{(\lambda)} = \left(-\frac{g_{WW\gamma}}{s} + \frac{g_{WWZ}(v - 2\lambda a)}{s - M_Z^2} \right) \times G^{(\lambda)}(s, \theta),$$

где «эффективные» трехбозонные константы $g_{WW\gamma}$ и g_{WWZ} определяются как:

$$g_{WW\gamma} = 1 + \Delta_\gamma = 1 + \Delta_\gamma(Z_1) + \Delta_\gamma(Z_2),$$

$$g_{WWZ} = \text{ctg} \theta_W + \Delta_Z = \text{ctg} \theta_W + \Delta_Z(Z_1) + \Delta_Z(Z_2),$$

с

$$\Delta_\gamma(Z_1) = v \text{ctg} \theta_W \left(\frac{\Delta a}{a} - \frac{\Delta v}{v} \right) (1 + \Delta\chi) \chi,$$

$$\Delta_\gamma(Z_2) = v g_{WWZ_2} \left(\frac{a_2}{a} - \frac{v_2}{v} \right) \chi_2,$$

$$\Delta_Z(Z_1) = \Delta g_{WWZ} + \text{ctg} \theta_W \left(\frac{\Delta a}{a} + \Delta\chi \right),$$

$$\Delta_Z(Z_2) = g_{WWZ_2} \frac{a_2}{a} \frac{\chi_2}{\chi}.$$

В приведенных выше выражениях были введены следующие обозначения: $\Delta v = v_1 - v$, $\Delta a = a_1 - a$ и $\Delta g_{WWZ} = g_{WWZ_1} - \text{ctg} \theta_W$. Бозонные пропагаторы имеют следующий вид:

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2}, \quad \chi_2(s) = \frac{s}{s - M_{Z_2}^2},$$

$$\Delta\chi(s) = \frac{2M_Z \Delta M}{s - M_Z^2},$$

где $\Delta M = M_Z - M_{Z_1}$ – сдвиг по массе между Z и Z_1 состояниями. Таким образом, имеем два параметра (Δ_γ и Δ_Z), «эффективно» описывающих эффекты Z' -бозона.

3 Параметризация лагранжиана с аномальными константами связи

Используя обозначения, представленные в работах [11], [12], эффективный лагранжиан трехбозонных ($WW\gamma$ и WWZ) взаимодействий инвариантный относительно градиентных преобразований группы $U(1)_{em}$ и содержащий C - и P -инвариантные члены, может быть записан в следующем виде: ($e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$):

$$L_{\text{eff}} = -ie \left[A_\mu \left(W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^- \right) + F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} \right] -$$

$$-ie (\text{ctg} \theta_W + \delta_Z) \times$$

$$\times \left[Z_\mu \left(W^{-\mu\nu} W_\nu^+ - W^{+\mu\nu} W_\nu^- \right) + Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} \right] -$$

$$-ie x_\gamma F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} - ie x_Z Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} +$$

$$+ ie \frac{y_\gamma}{M_W^2} F^{\nu\lambda} W_{\lambda\mu}^- W_\nu^{+\mu} + ie \frac{y_Z}{M_W^2} Z^{\nu\lambda} W_{\lambda\mu}^- W_\nu^{+\mu},$$

где $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$ и $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$. В СМ аномальные калибровочные константы (АКК) в выражении (3.1) равны нулю, т. е. $\delta_Z = x_\gamma = x_Z = y_\gamma = y_Z = 0$. В формуле (3.1) присутствует пять независимых аномальных параметров.

В данной работе будем рассматривать однопараметрические модели, в которых какой-либо один из аномальных параметров не равен 0, в то время как все остальные равны нулю.

4 Выбор наблюдаемых величин

В качестве наблюдаемых величин будут использоваться дифференциальные сечения процесса (0.1). Общее выражение для данных сечений с продольно-поляризованными электронными и позитронными пучками можно записать как:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{1}{4} \left[(1 + P_L)(1 - \bar{P}_L) \frac{d\sigma^+}{d\cos\theta} + \right.$$

$$\left. + (1 - P_L)(1 + \bar{P}_L) \frac{d\sigma^-}{d\cos\theta} \right],$$

где P_L и \bar{P}_L – степени поляризации электронных и позитронных пучков соответственно; σ^\pm – сечения для право поляризованных ($\lambda = -\lambda' = 1/2$) и лево поляризованных ($\lambda = -\lambda' = -1/2$) электронов; λ' – спиральность позитрона.

Поляризованные сечения, входящие в формулу (4.1), могут быть записаны как:

$$\frac{d\sigma^\pm}{d\cos\theta} = \frac{|\mathbf{p}|}{16\pi s \sqrt{s}} \sum_{\tau, \tau'} |M_{\lambda, \tau'}(s, \cos\theta)|^2.$$

Здесь спиральности W^- и W^+ бозонов обозначены как $\tau, \tau' = \pm 1, 0$. Структуру спиральных амплитуд $M_{\lambda, \tau'}(s, \cos\theta)$ можно найти, например, в работе [14].

5 Пороги обнаружения и идентификации

Чувствительность дифференциальных сечений к параметрам Δ_γ и Δ_Z оценивается путем разделения интервала углов рассеяния θ ($|\cos\theta| \leq 0.98$) на 10 бинов и определения функции χ^2 в терминах ожидаемого числа событий $N(i)$ в каждом из этих бинов:

$$\chi^2 = \chi^2(\sqrt{s}, \Delta_\gamma, \Delta_Z) =$$

$$= \sum_{\{P_L, \bar{P}_L\}}^{\text{bins}} \sum_i \left[\frac{N_{\text{SM}+Z'}(i) - N_{\text{SM}}(i)}{\delta N_{\text{SM}}(i)} \right]^2, \quad (5.1)$$

где $N(i) = L_{int} \sigma_i \varepsilon_W$, L_{int} – интегральная светимость, а $(z = \cos \theta)$:

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

Здесь ε_W – эффективность реконструкции событий рождения пары W^+W^- , для которых была выбрана так называемая «полулептонная» мода распада (в пару кварков $q + \bar{q}$ и пару лептонов $e\nu_e + \mu\nu_\mu$). Эффективность можно вычислить исходя из соответствующих сечений распада W^\pm бозонов: $\varepsilon_W = 0.3$. Неточность в определении числа событий $\delta N_{SM(i)}$ включает в себя как статистические, так и систематические ошибки.

В качестве критерия для получения ограничений на эффективные параметры в случае, когда не было обнаружено статистически значимых отклонений от СМ, берется следующее неравенство (так называемый порог обнаружения):

$$\chi^2 \leq \chi_{min}^2 + \chi_{CL}^2, \quad (5.2)$$

где χ_{CL}^2 – число, определяющее выбранный уровень достоверности (С.Л.), а χ_{min}^2 – минимальное значение функции χ^2 . Уровень достоверности в работе выбирается равным 95%.

При помощи вышеупомянутой процедуры численных расчетов была получена разрешенная область на параметры Δ_γ и Δ_Z , определенная на основе анализа поляризованных дифференциальных сечений. Она представлена на рисунке 5.1 для $L_{int} = 500 \text{ фб}^{-1}$. Согласно условию (5.2), значения параметров Δ_γ и Δ_Z , для которых эффекты Z' -бозона могут быть обнаружены на ускорителе ИЛС, лежат в области за рамками эллипса. Также на рисунке 5.1 представлены области, соответствующие ограничениям на весь класс E_6 (и LR) моделей, получаемые путем варьирования параметров $\cos \beta$ и α_{LR} .

Следует заметить, что ограничения на параметры Δ_γ и Δ_Z являются модельно независимыми в том смысле, что они справедливы для всего класса рассматриваемых Z' моделей.

Модельно независимые ограничения на параметры Δ_γ и Δ_Z можно преобразовать в ограничения на угол $Z-Z'$ смешивания φ и массу M_2 для любой конкретной Z' модели. Эти модельные ограничения будут представлены ниже вкюпе с соответствующими порогами идентификации. При фиксированных значениях φ и M_2 каждая модель представляет собой точку на плоскости параметров $(\Delta_\gamma, \Delta_Z)$. Если варьировать угол смешивания φ , точка, соответствующая

выбранной Z' модели, двигается вдоль своей линии.

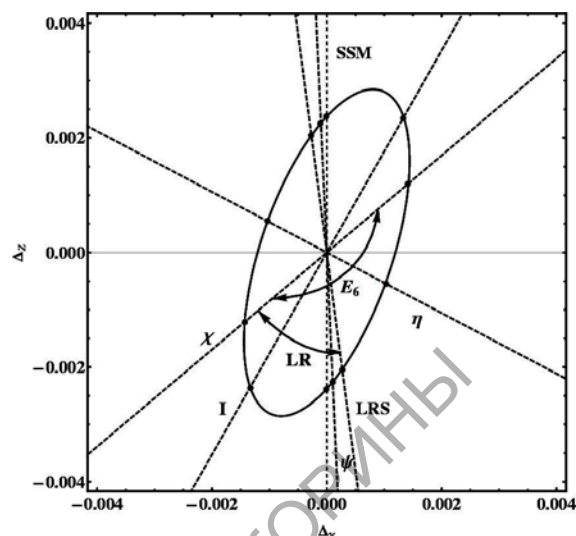


Рисунок 5.1 – Порог обнаружения с уровнем достоверности 95% на параметры Z' -бозона Δ_γ, Δ_Z , полученный из анализа поляризованных дифференциальных сечений с $P_L = \pm 0.8$, $\bar{P}_L = \mp 0.5$, $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и $L_{int} = 0.5 \text{ аб}^{-1}$.

Штриховые линии соответствуют различным моделям с расширенным калибровочным сектором (χ, ψ, η, I и LRS). Сегменты эллипса соответствуют всему классу E_6 и лево-правых моделей

Пересечение линий с эллиптическим контуром дает координаты порога обнаружения для рассматриваемых моделей в терминах параметров Δ_γ и Δ_Z .

После пересчета можно определить ограничения на параметры φ и M_2 для выбранных моделей. Считается, что какая-либо из Z' моделей идентифицирована, когда измеренные значения параметров Δ_γ и Δ_Z со статистической точки зрения отличны от значений этих же параметров, соответствующих другим Z' моделям и конкурирующим моделям с АКК.

Предположим, что некоторые экспериментальные данные согласуются с одной из Z' моделей, которую мы назовем «правильной» моделью. Нам необходимо оценить уровень, при котором эта «правильная» модель различима относительно моделей с АКК, являющихся ее моделями-конкурентами. Модели с АКК будем называть «тестируемыми» моделями. Определим «расстояние» между выбранными «правильной» и «тестируемой» моделью при помощи функции χ^2 следующим образом (по аналогии с (5.1)):

$$\chi^2 = \sum_{\{P_L, \bar{P}_L\}} \sum_i^{\text{bins}} \left[\frac{N_{Z'}(i) - N_{AGC}(i)}{\delta N_{Z'}(i)} \right]^2.$$

Здесь величина $\delta N_{Z'}(i)$ определена аналогично $\delta N_{SM(i)}$, однако статистические неопределенности вычисляются уже в рамках Z' моделей и зависят от параметров Δ_γ и Δ_Z .

С помощью такой функции χ^2 можно выяснить, есть ли возможность с определенным уровнем достоверности (полагается равным 95%) исключить конкурирующую гипотезу о том, что эффекты генерируются «тестируемыми» моделями, или нет. Для этого используется неравенство, аналогичное (5.2).

Проводя сканирование всех значений параметров Δ_γ , Δ_Z вплоть до порога обнаружения, определяем итерационным методом области, где эффекты, порождаемые моделью с каждым из ненулевых аномальных параметров ($x_\gamma, x_Z, y_\gamma, y_Z, \delta_Z \neq 0$), неотличимы от таковых, генерируемых одной или целым классом Z' моделей. Такие области назовем областями неразличимости, а их границы – порогами идентификации.

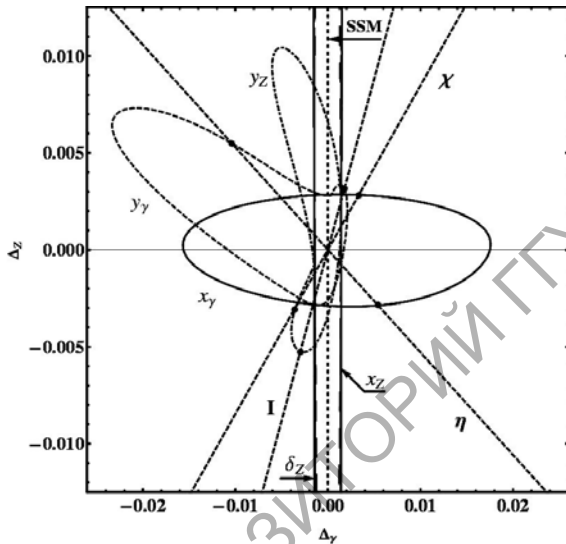


Рисунок 5.2 – Области неразличимости (95% C.L.) для $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и $L_{int} = 0.5$ аб⁻¹ на плоскости параметров $(\Delta_\gamma, \Delta_Z)$ между Z' моделями и моделями с различными ненулевыми аномальными параметрами: $x_\gamma, x_Z, y_\gamma, y_Z$ и δ_Z . Прямые штриховые линии соответствуют различным моделям с расширенным калибровочным сектором (χ, η, I и SSM)

На рисунке 5.2 показаны области неразличимости на плоскости параметров Z' модели, за границами которых модели с Z' -бозоном могут быть с уровнем достоверности 95% идентифицированы относительно моделей с АКК при любых значениях каждого из ненулевых параметров. Области получены на основе анализа поляризованного сечения с $P_L = \pm 0.8$ и $\bar{P}_L = \mp 0.5$, а также

с неполяризованными конечными состояниями. Для того чтобы не «перегружать» рисунок, были убраны линии, соответствующие моделям LRS и ψ .

Как было упомянуто выше, области параметров Δ_γ и Δ_Z для конкретных моделей на рисунках 5.1 и 5.2, соответствующие порогам обнаружения и идентификации, могут быть преобразованы в аналогичные пороги, но уже в терминах угла смешивания ϕ и массы тяжелого бозона M_2 при помощи формул (2.2)–(2.3). Они представлены в таблице 5.1 для $M_2 = 2$ ТэВ.

Таблица 5.1. – Пороги обнаружения и идентификации на угол $Z - Z'$ смешивания ϕ для различных Z' моделей с $M_2 = 2$ ТэВ, полученные на основе анализа сечений с поляризованными начальными ($P_L = \pm 0.8, \bar{P}_L = \mp 0.5$) и с неполяризованными конечными состояниями

Z' модель	χ	ψ	η	I	LRS	SSM
$\phi^{disc}, 10^{-3}$	± 1.5	± 2.3	± 1.6	± 2.0	± 1.4	± 1.2
$\phi^{ID}, 10^{-3}$	± 3.8	± 36.8	± 17.4	± 4.3	± 8.1	–

Заключение

В работе исследована ожидаемая чувствительность к эффектам Z' -бозона сечений процесса парного рождения W^\pm -бозонов на ускорителе ILC. Детально рассмотрены возможности потенциальной различимости эффектов Z' -бозона от эффектов, генерируемых однопараметрическими моделями с аномальными калибровочными константами, которые могут индуцировать похожие отклонения экспериментальных наблюдаемых величин от предсказаний СМ.

Показано, что чувствительность ускорителя ILC к $Z - Z'$ смешиванию и его способность к разделению двух вышеупомянутых эффектов новой физики являются значительными, когда рассматриваются поляризованные начальные пучки. Таким образом, при энергии $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и интегральной светимости $L_{int} = 500$ фб⁻¹ ускоритель ILC будет способен получить ограничения на угол $Z - Z'$ смешивания ϕ на уровне 10^{-3} . Также можно будет идентифицировать большинство Z' моделей от моделей с АКК при $\phi \sim 4 - 8 \times 10^{-3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Langacker, P. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons / P. Langacker // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 1199–1228.
2. Rizzo, T.G. Z' phenomenology and the LHC [Electronic resource] / T. G. Rizzo. – 2006. – Mode

of access : <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0610104>. – Date of access : 14.04.2007.

3. Leike, A. The Phenomenology of extra neutral gauge bosons / A. Leike // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 317. – P. 143–250.

4. Hewett, J.L. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models / J.L. Hewett, T.G. Rizzo // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 183. – P. 193–381.

5. Improved Constraints on Z-prime Bosons from Electroweak Precision Data / J. Erler [et al.] // JHEP. – 2009. – Vol. 0908. – P. 017–035.

6. Langacker, P. Z' Physics at the LHC [Electronic resource] / P.Langacker . – 2009. – Mode of access : <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0911.4294>. – Date of access : 17.01.2010.

7. A Search for Heavy Resonances in the Dilepton Channel [Electronic resource] / D. Hayden [et al.] – 2012. – Mode of access : <http://arxiv.org/pdf/hep-ex/1201.4721>. – Date of access: 11.03.2012.

8. Search for High-Mass Resonances in the Dilepton Final State with the CMS Detector [Electronic resource] / V. Timciuc [et al.] – 2011. – Mode of access : <http://arxiv.org/pdf/hep-ex/1111.4528v1> – Date of access : 24.12.2011.

9. ILC Reference Design Report Volume 1 – Executive Summary [Electronic resource] / J. Brau [et al.] – 2007. – Mode of access : <http://arxiv.org/pdf/physics.acc-ph/0712.1950> – Date of access : 12.01.2008.

10. International Linear Collider Reference Design Report Volume 2: Physics at the ILC [Electronic resource] / G. Aarons [et al.] – 2007. – Mode of access : <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0709.1893> – Date of access : 15.10.2007.

11. Tests of alternative models at a 500 GeV NLC / G. Gounaris [et al.] – Proceedings of the Workshop *e⁺e⁻ Collisions at 500 GeV: the Physics Potential*, Ed. P.M. Zerwas (1992), DESY 92-123B, 735 p.

12. Analytic expressions of cross-sections, asymmetries and W density matrices for $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ with general three boson couplings / G. Gounaris [et al.] // Int. J. Mod. Phys. – 1993. – Vol. A8. – P. 3285–3320.

13. Pankov, A.A. Z-prime effects and anomalous gauge couplings at LC with polarization / A.A. Pankov, N. Paver, C. Verzegnassi // Int. J. Mod. Phys. – 1998. – Vol. A13. – P. 1629–1650.

14. Andreev, Vasili V. Constraints on the Z–Z-prime mixing angle from data measured for the process $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$ at the LEP2 collider / Vasili V. Andreev, A. A. Pankov // Phys. Atom. Nucl. – 2012. – Vol. 75. – P.76–89.

Авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований (БРФФИ) за финансовую поддержку данной работы.

Поступила в редакцию 10.05.12.