

Учет и Влияние Ширины Z' -Бозона на Доверительные Интервалы длялевой и Правой Лептонной Константы Связи Z' -Бозона в Процессе $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$

Д. В. Синегрибов*

*Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины,
Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого
пр. Октября 48, 246746 Гомель, Беларусь*

В. В. Андреев†

*Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины
ул. Советская 102, 246028 Гомель, Беларусь*

И. А. Серенкова‡

*Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого
пр. Октября 48, 246746 Гомель, Беларусь*

Представлена методика получения ограничений на левые и правые лептонные константы связи Z' -бозона в процессе $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell \neq e$) на ILC. В отличие от традиционного подхода, явно учтена ширина. Введены линейные безразмерные параметры, преобразующие нелинейную задачу в форму, допускающую аналитическое решение. Опция продольной поляризации электронного и позитронного пучка является ключевой. Поляризация позволяет разделить вклады и анализировать параметры независимо.

PACS numbers: 12.60.-i, 12.60.Cp, 13.66.Nk

Keywords: Международный линейный коллайдер (ILC), Z' -бозон, ширина распада, нелинейные эффекты, поляризация, χ^2 -критерий

1. Введение

Стандартная Модель (СМ), увенчанная открытием бозона Хиггса, представляет собой триумф теоретической и экспериментальной физики. Несмотря на успехи, СМ не объясняет ряд явлений: природу темной материи, барионную асимметрию Вселенной, нейтринные осцилляции и иерархию масс. В настоящее время предложено достаточно много теорий расширения СМ, которыми предсказываются различные экзотические частицы. Однако, явного экспериментального указания подтверждающего необходимость расширения не обнаружено. Есть основания полагать, что энергетическая пропасть между масштабами СМ и масштабами новой физики значительно больше ожидаемой. Определенно новые тяжелые частицы должны оказывать влияние на процессы СМ и их характеристики (дифференциальные сечения, относительные и полные ширины распада), поэтому особенно важно разработать методику поиска отклонений исследуемой характеристики процесса от предсказаний СМ. В на-

*E-mail: dvsinegribov@gmail.com

†E-mail: vik.andreev@gsu.by

‡E-mail: inna.serenkova@gmail.com

стоящей работе анализируется феноменология дополнительного Z' -бозона [1, 2]. Как и в СМ, где Z - и W -бозоны приобретают массы через механизм Хиггса, Z' -бозон становится массивным при нарушении дополнительной симметрии на масштабе энергий порядка ТэВ. Масса дополнительного Z' -бозона теоретически не ограничена. Экспериментальные поиски Z' -бозона были выполнены на Большом электрон-позитронном коллайдере (LEP, ЦЕРН) и Тэватроне [3]. Однако, наилучшие ограничения были получены на Большом адронном коллайдере (LHC, ЦЕРН) [4]. Открытие дилептонного резонанса на LHC позволило бы определить массу и ширину распада Z' -бозона. Поиски распада Z' -бозона проведены совместно коллаборациями ATLAS [5, 6] и CMS [7]. В зависимости от канала распада и модели для которой были получены ограничения, нижние границы массы варьируются от 630 до 5150 ГэВ. Подробное описание и все ссылки на экспериментальные результаты содержатся в обзоре [8].

Наиболее перспективными будущими проектами, предназначенными для проверки СМ и поиска физики за ее пределами являются Международный линейный коллайдер (ILC, Япония) [9, 10] и Компактный линейный коллайдер (CLIC, ЦЕРН) [11]. В отличие от LHC, где сталкиваются протоны, на ILC и CLIC сталкиваются электроны и позитроны. Следовательно, исключаются сложные адронные струи и множественные вторичные взаимодействия. Чистота столкновений позволяет исследовать процессы, которые теряются на LHC, и достигать беспрецедентной точности измерений. В свою очередь, высокие энергии порядка ТэВ позволяют исследовать тяжелые частицы за пределами СМ. На ILC и CLIC пучки преимущественно поляризуются в продольном направлении. Управляя спиновыми состояниями, поляризация позволяет избирательно усиливать или подавлять определенные каналы взаимодействий, что особенно важно для выделения сигнала новой физики на фоне СМ. Важно отметить, что задача поиска Z' -бозона содержится в программе исследований ILC и CLIC.

В настоящей работе представлена модельно-независимая методика получения ограничений на левые и правые константы связи Z' -бозона с лептонами СМ на ILC (экзотические лептоны за пределами СМ не рассматриваются). Ограничения извлекаются из процесса $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell \neq e$) в предположении лептонной универсальности для фиксированного значения массы Z' -бозона. Исследуется зависимость ограничений от ширины резонансного пика Z' -бозона. Важной особенностью разработанной методики является учет ширины, которая обычно игнорируется. При статистической обработке ограничений учитываются нелинейные эффекты и корреляция.

2. Доверительные интервалы на константы связи Z' на ILC

Важно подчеркнуть, что константы связи как и другие характеристики Z' содержатся в представлении сечения исследуемого процесса нелинейно. Хотя ограничения можно не затрудняясь извлечь напрямую с помощью традиционного критерия χ^2 . Однако, поскольку вспомогательной целью исследования является улучшение ограничений и развитие методологического аппарата, учет нелинейности, является важной задачей. Как известно, обычно доверительные параметры на оцениваемые параметры извлекаются из доверительной области, которая определяется матрицей Фишера (МФ). МФ вычисляется как математическое ожидание второй производной логарифмической функции правдоподобия или χ^2 функции. МФ является ключевым математическим объектом, определяющим форму, ориентацию и относительные размеры доверительного эллипса, построенного на основе асимптотической теории максимального правдоподобия. В линейной регрессии МФ зависит исключительно от данных и не изменяется при изменении оценок параметров. Доверительные интервалы симметричны и подчиняются нормальному распределению при условии нормальности оценок и большой выборки. Для нелинейной регрессии характерно, что

вторые производные логарифма функции правдоподобия изменяются в зависимости от значений оценок параметров. Другими словами, МФ можно вычислить только локально в конкретной точке. Полученные стандартные отклонения являются асимптотическими. Чтобы решить поставленную задачу мы ввели в выражение дифференциального сечения рассеяния процесса $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell \neq e$) для безмассового случая линейные безразмерные параметры, описывающие свойства Z' -бозона:

$$\frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz}(P_{e^-}, P_{e^+}) = C_{em}(P_{e^-}, P_{e^+}) \cdot \left[(1-z)^2 Q_1^{SM+Z'} + (1+z)^2 Q_2^{SM+Z'} \right], \quad (1)$$

$$C_{em}(P_{e^-}, P_{e^+}) \equiv (\alpha_{em}\pi/8s) \cdot (1 - P_{e^-}P_{e^+}), \quad (2)$$

В уравнении (1) и (2): $z \equiv \cos \theta$, где θ – угол между сталкивающимися электронами и вылетающими лептонами; P_{e^-} и P_{e^+} – степени поляризации e^- и e^+ ; α_{em} – постоянная тонкой структуры; \sqrt{s} – энергия столкновений.

Соответственно, полное сечение рассеяния исследуемого процесса вычисляется стандартно:

$$\sigma_{[z_{min}, z_{max}]}^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+}) = \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left(\frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz}(P_{e^-}, P_{e^+}) \right) dz \simeq$$

$$\simeq C_{em}(P_{e^-}, P_{e^+}) \cdot \left[(Q_1^{SM+Z'} - Q_2^{SM+Z'})(z_{min} - z_{max})(z_{min} + z_{max}) - \right.$$

$$\left. - (Q_1^{SM+Z'} + Q_2^{SM+Z'})(z_{min} - z_{max}) - \frac{1}{3}(Q_1^{SM+Z'} + Q_2^{SM+Z'})(z_{min}^3 - z_{max}^3) \right]. \quad (3)$$

Введенные линейные параметры характеризуются поляризацией и вспомогательными спиральными конфигурациями $q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}$, которые определяются лептонными константами связи и пропагаторами Z' -бозона:

$$Q_1^{SM+Z'} = p_{eff}^- \left| q_{LR}^{SM+Z'} \right|^2 + p_{eff}^+ \left| q_{RL}^{SM+Z'} \right|^2,$$

$$Q_2^{SM+Z'} = p_{eff}^- \left| q_{LL}^{SM+Z'} \right|^2 + p_{eff}^+ \left| q_{RR}^{SM+Z'} \right|^2, \quad (4)$$

$$P_{eff} = \frac{(P_{e^-} - P_{e^+})}{(1 - P_{e^-}P_{e^+})}, \quad p_{eff}^{\pm} = 1 \pm P_{eff} \quad (5)$$

где

$$q_{\lambda_e \lambda_\ell}^{SM+Z'} = \sum_{V=\gamma, Z, Z'} g_{V, e}^{\lambda_e} g_{V, \ell}^{\lambda_\ell} \cdot \frac{s}{s - M_V^2 + iM_V \Gamma_V}. \quad (6)$$

В уравнении (6): $g_{V, e/\ell}^{L/R}$ – левые или правые константы связи векторного бозона V с лептонами; $\lambda_{e/\ell} = \mp 1$ – спиральность начального или конечного состояний; M_V и Γ_V – масса и ширина распада векторного бозона V .

Получить доверительные интервалы на линейные параметры достаточно простая задача. Ожидается, что свойства Z' -бозона можно изучить только через косвенные эффекты (отклонения характеристики исследуемого процесса от предсказаний СМ), поскольку предполагаемая масса Z' -бозона значительно больше максимальной энергии ИС. Другими словами, при построении методики СМ рассматривается в качестве фона. Можно использовать различные статистические критерии оценки, но наиболее часто используется традиционный χ^2 для которого удобно ввести параметры, характеризующие величину отклонения от предсказаний СМ:

$$\Delta Q_1(p_{eff}^-, p_{eff}^+) = Q_1^{SM+Z'} - Q_1^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LR} + p_{eff}^+ \Delta q_{RL},$$

$$\Delta Q_2(p_{eff}^-, p_{eff}^+) = Q_2^{SM+Z'} - Q_2^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LL} + p_{eff}^+ \Delta q_{RR}. \quad (7)$$

Вспомогательные спиральные конфигурации зависят от выбора спиральной комбинации $\lambda_e \lambda_\ell$ и определяются как:

$$\Delta q_{\lambda_e \lambda_\ell} = \left| q_{\lambda_e \lambda_\ell}^{SM+Z'} \right|^2 - \left| q_{\lambda_e \lambda_\ell}^{SM} \right|^2. \quad (8)$$

Для получения ограничений выдвигается гипотеза, согласно которой все экспериментальные данные должны соответствовать СМ в пределе одного стандартного отклонения. Другими словами, рассматривается идеальный сценарий полного совпадения эксперимента и предсказаний СМ. Для достижения максимальной чувствительности мы использовали составной критерий χ^2 , включающий независимые вклады от полного сечения и асимметрии вперед-назад, которая определяется стандартно как отношения разности и суммы сечений в переднюю (F) и заднюю полусферы (B):

$$A_{FB}^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+}) = \frac{\sigma_F^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+}) - \sigma_B^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+})}{\sigma_F^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+}) + \sigma_B^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+})} \simeq \frac{3 Q_2^{SM+Z'} - Q_1^{SM+Z'}}{4 Q_2^{SM+Z'} + Q_1^{SM+Z'}}, \quad (9)$$

$$F \equiv [0, z_{max}] \quad , \quad B \equiv [z_{min}, 0].$$

Критерий χ^2 можно записать в стандартной форме ($\Delta Q \equiv \{\Delta Q_1, \Delta Q_2\}$):

$$\chi^2(\Delta Q) = \sum_{i=1}^n \left[\frac{\Delta \sigma_i(\Delta Q)}{\delta \sigma_i^{SM}} \right]^2 + \sum_{i=1}^n \left[\frac{\Delta A_{FBi}(\Delta Q)}{\delta A_{FBi}^{SM}} \right]^2 \leq \chi_{min}^2 + \chi_{crit}^2, \quad (10)$$

где $\Delta \sigma_i(\Delta Q) = \sigma_i^{SM+Z'} - \sigma_i^{SM}$ и $\Delta A_{FBi}(\Delta Q) = A_{FBi}^{SM+Z'} - A_{FBi}^{SM}$ – отклонение сечения и асимметрии от предсказаний СМ, n – число разбиений углового интервала z , которое для ILC равно 19 [9].

Ожидаемые экспериментальные ошибки СМ определяются выражениями:

$$\delta \sigma_i^{SM} = 1/\sqrt{N_i^{SM}}, \quad \delta A_{FBi}^{SM} = \sqrt{(1 - A_{FBi}^{SM2})/N_i^{SM}}, \quad (11)$$

$$N_i^{SM} = \varepsilon_\ell \cdot \mathcal{L}(P_{e^+}, P_{e^-}) \cdot \sigma_{[z_i, z_{i+1}]}^{SM+Z'}(P_{e^-}, P_{e^+}), \quad (12)$$

где N_i^{SM} – ожидаемое число событий СМ, ε_ℓ – эффективность идентификации конечного лептона, $\mathcal{L}(P_{e^+}, P_{e^-})$ – ожидаемая полная интегральная светимость, набранная за время работы коллайдера.

В правой части критерия, величина χ_{min}^2 определяется из требования минимального значения функции $\chi^2(\Delta \hat{Q})$, где $\Delta \hat{Q}$ – оптимальные значения минимизирующие функцию χ^2 , которые согласно выдвинутой гипотезе равные нулю. Следовательно, величиной χ_{min}^2 отражается наилучшее согласие между моделью и данными. Величиной $\Delta \chi_{crit}^2$ определяется уровень достоверности доверительной области в пространстве ΔQ . Важно отметить, что величина χ_{crit}^2 варьируется в зависимости от размерности вектора ΔQ . Простыми словами, если расчетное значение функции χ^2 больше χ_{crit}^2 , то гипотеза отвергается.

Необходимо отметить несколько особенностей графического определения доверительного интервала ΔQ из эллиптической области ограничений. Если вы оцениваете доверительные интервалы графически, необходимо учитывать то, что параметры коррелированы. Следовательно, доверительные интервалы на компоненты ΔQ можно оценить используя три вероятности:

- Вероятность нахождения значений в эллиптической области ($prob_1$), которую вы задаете величиной Q_α ;

- Вероятность нахождения значений в прямоугольной области ($prob_2$):

$$\mathbb{P} [\Delta\hat{Q}_1 - Q_\alpha\sigma_1 \leq \Delta Q_1 \leq \Delta\hat{Q}_1 + Q_\alpha\sigma_1 \wedge \Delta\hat{Q}_2 - Q_\alpha\sigma_2 \leq \Delta Q_2 \leq \Delta\hat{Q}_2 + Q_\alpha\sigma_2] = prob_2; \quad (13)$$

- Вероятность нахождения значений в горизонтальной или вертикальной полосе ($prob_3$):

$$\mathbb{P} [\Delta\hat{Q}_1 - Q_\alpha\sigma_1 \leq \Delta Q_1 \leq \Delta\hat{Q}_1 + Q_\alpha\sigma_1 \vee \Delta\hat{Q}_2 - Q_\alpha\sigma_2 \leq \Delta Q_2 \leq \Delta\hat{Q}_2 + Q_\alpha\sigma_2] = prob_3. \quad (14)$$

В уравнении (13) и (14): $Q_\alpha \equiv \chi_{crit}^2$ – квантиль распределения χ^2 уровня $1 - \alpha$; $\sigma \equiv \{\sigma_1, \sigma_2\}$ – стандартное отклонение компонента ΔQ . В свою очередь, α – вероятность отвержения нулевой гипотезы в предположении того, что она верна.

Обычно ограничения на компоненты ΔQ оцениваются маргинально (оцениваются однопараметрические интервалы без учета корреляции). В данной работе корреляция учитывается, то есть рассматривается прямоугольная область. Тогда важно учитывать, что в критерии задается вероятность $prob_1$. Для соответствия прямоугольной области требуемому доверительному уровню $prob_2$ необходимо рассчитать эквивалентную вероятность $prob_1$, что представляет нетривиальную задачу, которая обычно не выполняется. Установлено, что для $prob_2 = 68.27\%$ эквивалентное значение $prob_1 = 39.35\%$.

Эффективные параметры отклонения ΔQ являются зависимыми от поляризации не случайно. В свою очередь, спиральные компоненты $\Delta q \equiv \Delta q_{\lambda_e \lambda_\ell}$ ($\lambda_e \lambda_\ell \equiv LR, RL, LL, RR$) не зависят от поляризации. Линейность ΔQ позволяет разделить вклады Δq и анализировать их независимо. Для того чтобы получить доверительные интервалы на спиральные конфигурации Δq необходимо провести два эксперимента при различной поляризации. Другими словами, необходимо получить доверительные интервалы на компоненты ΔQ для поляризаций $a = \{P_{e^-} = a_1, P_{e^+} = a_2\}$ и $b = \{P_{e^-} = b_1, P_{e^+} = b_2\}$.

После чего, компоненты Δq можно выразить используя найденные значения $\Delta Q_{1,2}^{a/b}$ и множители $p_{eff}^{\pm, a/b}$. Сопоставляя два эксперимента, в результате решения системы уравнений относительно $\Delta q_{\lambda_e \lambda_\ell}$ мы получили следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta q_{LR} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_1^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_1^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RL} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_1^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_1^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \\ \Delta q_{LL} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_2^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_2^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RR} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_2^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_2^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где значения $p_{eff}^{\pm, a/b}$ определяются согласно уравнению (5) для поляризаций a и b .

Согласно методике, предполагается что компоненты ΔQ распределены по нормальному закону. Как следствие, нормальное распределение характерно и для линейной комбинации ΔQ . Следовательно, компоненты Δq подчиняются нормальному распределению и определяются выражениями:

$$|\Delta q_{LR}| = Z_{C.L.} \sqrt{c_1^2 (\Delta Q_1^a)^2 + c_2^2 (\Delta Q_1^b)^2}, \quad |\Delta q_{RL}| = Z_{C.L.} \sqrt{c_3^2 (\Delta Q_1^a)^2 + c_4^2 (\Delta Q_1^b)^2}, \\ |\Delta q_{LL}| = Z_{C.L.} \sqrt{c_1^2 (\Delta Q_2^a)^2 + c_2^2 (\Delta Q_2^b)^2}, \quad |\Delta q_{RR}| = Z_{C.L.} \sqrt{c_3^2 (\Delta Q_2^a)^2 + c_4^2 (\Delta Q_2^b)^2}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{p_{eff}^{+,b}}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & c_2 &= \frac{p_{eff}^{+,a}}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \\ c_3 &= \frac{p_{eff}^{-,a}}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & c_4 &= \frac{p_{eff}^{-,b}}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}. \end{aligned} \quad (17)$$

В уравнении (16), величиной $Z_{C.L.}$ определяется уровень достоверности доверительного интервала. По умолчанию, для вероятности $prob_2 = 68.27\%$ значение $Z_{C.L.} = 1$. Однако доверительные интервалы можно преобразовать для любого уровня достоверности.

Обычно, при извлечении ограничений ширина распада Z' -бозона не учитывается. В настоящей работе, предполагается, что $\Gamma_{Z'} = \xi \cdot M_{Z'}$, где безразмерной величиной ξ характеризуется относительная ширина резонансного Z' пика. Она является ключевой величиной, влияющей на экспериментальную наблюдаемость Z' -бозона. Поскольку свойства Z и Z' подобны, интересно рассмотреть случай $\xi = \Gamma_Z/M_Z \approx 2.7\%$. Наблюдается явная зависимость формы линии Брейта-Вигнера от значений ξ . Узкие резонансы ($\xi = 2.7\%, 5\%, 10\%$) характеризуются резкими пиками, которые проще отделить от фона на ЛНС. Для широкого резонанса ($\xi = 20\%, 30\%$) характерно сильное размытие пика, который тяжело обнаружить на ЛНС из-за высокого фона. В свою очередь, ИЛС благодаря минимальному фону и энергии столкновений порядка ТэВ, предоставляет уникальные возможности для прецизионного изучения свойств Z' -бозона независимо от значения ξ .

Следующей и ключевой задачей является получение ограничений на левые и правые константы связи Z' -бозона с лептонами. Из определения (8) можно индивидуально извлечь левую и правую константы связи. Их несложно выразить используя спиральные конфигурации Δq_{LL} или Δq_{RR} . Квадрат левой или правой константы связи Z' -бозона для такого случая можно записать:

$$|g_{Z',\ell}^{L/R}|^2 = \Delta q_{LL/RR} / \left(s \frac{q_{LL/RR}^{SM}(s - M_{Z'}^2)}{(M_{Z'}^2 - s)^2 + M_{Z'}^4 \xi^2} - \sqrt{\frac{(\Delta q_{LL/RR} + (q_{LL/RR}^{SM})^2)(M_{Z'}^2 - s)^2 + \Delta q_{LL/RR} M_{Z'}^4 \xi^2}{(M_{Z'}^2 - s)^2 + M_{Z'}^4 \xi^2}} \right), \quad (18)$$

где спиральные конфигурации Δq_{LL} и Δq_{RR} , как отмечалось ранее, распределены нормально со средними нулевыми значениями и границами доверительного интервала, найденными согласно уравнению (15). Следовательно, для того чтобы получить границу доверительного интервала $\Delta^{L/R}$ на левую или правую константу связи Z' -бозона с лептонами необходимо решить уравнение вида:

$$\mathbb{P} \left[0 \leq \sqrt{|g_{Z',\ell}^{L/R}|^2} \leq \Delta^{L/R} \right] = P_{C.L.}/2. \quad (19)$$

где $P_{C.L.}$ – задаваемый уровень достоверности доверительного интервала. Важно заметить, что в выражении (18) учтена ширина Z' -бозона.

Все ограничения в большей степени зависимы от энергии столкновений и светимости коллайдера, в меньшей степени от поляризации и сорта конечной фермионной пары. Очевидно, что при увеличении энергии столкновений или светимости доверительные области сужаются и ограничения получаются строже. Зависимость от поляризации не столь очевидна, однако важно отметить, что доверительные интервалы сужаются если совместно использовать ортогональные комбинации поляризации $a = \{-0.8, 0.2\}$ и $b = \{0.8, -0.2\}$. При определении сорта конечной фермионной пары необходимо отталкиваться от предположения лептонной универсальности, поскольку только для такого сценария можно индивидуально ограничить константы связи разной спиральности. В силу принятого предположения, кварковые конечные состояния не рассматриваются. В силу лучшей эффективности идентификации равной 98%, ограничения извлекаются из процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ для сценария ИЛС-1 ТэВ со светимостью 8 аб^{-1} [9]. Как было отмечено во введении, ограничения на константы связи можно получить только для фиксированного значения массы. В настоящей работе мы получили доверительные интервалы для значений $M_{Z'} = 5, 10$ и 15 ТэВ, которые представлены в Таблице I-III.

Таблица 1: Доверительные интервалы на левые и правые константы связи Z' -бозона с лептонами в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, рассчитанные для фиксированной массы 5 ТэВ в зависимости от значения ξ на ILC-1 ТэВ (68.27 % C.L.).

ξ	$g_{Z',\ell}^L$	$g_{Z',\ell}^R$
2.7 %	[-0.129677, 0.129677]	[-0.190572, 0.190572]
5 %	[-0.129800, 0.129800]	[-0.190753, 0.190753]
10 %	[-0.130325, 0.130325]	[-0.191526, 0.191526]
20 %	[-0.132408, 0.132408]	[-0.194587, 0.194587]
30 %	[-0.135808, 0.135808]	[-0.199585, 0.199585]

Таблица 2: Доверительные интервалы на левые и правые константы связи Z' -бозона с лептонами в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, рассчитанные для фиксированной массы 10 ТэВ в зависимости от значения ξ на ILC-1 ТэВ (68.27 % C.L.).

ξ	$g_{Z',\ell}^L$	$g_{Z',\ell}^R$
2.7 %	[-0.263368, 0.263368]	[-0.387045, 0.387045]
5 %	[-0.263603, 0.263603]	[-0.387390, 0.387390]
10 %	[-0.264607, 0.264607]	[-0.388867, 0.388867]
20 %	[-0.268588, 0.268588]	[-0.394716, 0.394716]
30 %	[-0.275093, 0.275093]	[-0.404281, 0.404281]

Таблица 3: Доверительные интервалы на левые и правые константы связи Z' -бозона с лептонами в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, рассчитанные для фиксированной массы 15 ТэВ в зависимости от значения ξ на ILC-1 ТэВ (68.27 % C.L.).

ξ	$g_{Z',\ell}^L$	$g_{Z',\ell}^R$
2.7 %	[-0.396157, 0.396157]	[-0.582191, 0.582191]
5 %	[-0.396507, 0.396507]	[-0.582705, 0.582705]
10 %	[-0.398001, 0.398001]	[-0.584902, 0.584902]
20 %	[-0.403922, 0.403922]	[-0.593606, 0.593606]
30 %	[-0.413602, 0.413602]	[-0.607837, 0.607837]

3. Заключение

Разработана модельно-независимая методика получения ограничений на константы связи Z' -бозона с лептонами для ILC или CLIC, в которой учитывается нелинейная зависимость сечения от левой и правой константы связи Z' -бозона и корреляции между введенными линейными параметрами. Ключевой особенностью методики является учет полной ширины распада Z' -бозона.

На основе разработанной методики рассчитаны модельно-независимые ограничения на левые и правые константы связи Z' -бозона с лептонами для фиксированной массы 5, 10 и 15 ТэВ для будущего эксперимента ILC-1 ТэВ. Исследовано влияние ширины резонанса $\xi = \Gamma_{Z'}/M_{Z'}$ на доверительные интервалы. Установлено, что наибольшая чувствительность достигнута при $\xi = 2.7\%$. На основании проведенного численного анализа можно заключить, что ограничения слабо зависят от ширины резонанса. Разница между полученными доверительными интервалами для самого узкого и широкого резонанса равна $\sim 8 - 9\%$ и незначительно уменьшается при росте $M_{Z'}$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Leike, A. The Phenomenology of extra neutral gauge bosons / Leike A. // Phys. Rept. **317** – P. 143–250 (1999).
- [2] Langacker, Paul The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons / Paul Langacker // Rev. Mod. Phys. **81**. – 2009. – P. 1199–1228.
- [3] Aaltonen, T. Search for High Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in $\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$ Collisions / T. Aaltonen et al. [CDF Collaboration] // Phys. Rev. Lett. **106**, (2011). – 121801.
- [4] Abazov, V. M. Search for a Heavy Neutral Gauge Boson in the Dielectron Channel with $5.4 fb^{-1}$ of $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV / V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration] // Phys. Lett. B **695**, (2011). – P. 88–94.
- [5] Aad, G. Search for high-mass dilepton resonances using $139 fb^{-1}$ of $p\bar{p}$ collision data collected at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad et al. [ATLAS Collaboration] // Phys. Lett. B **796**, (2019). – P. 68–87.
- [6] Summary of Diboson Resonance Searches at the ATLAS experiment using full run-2 data / [ATLAS Collaboration] // ATL-PHYS-PUB-2023-007, (2023).
- [7] Tumasyan, A. Search for heavy resonances decaying to WW, WZ, or WH boson pairs in the lepton plus merged jet final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / Tumasyan, A. and others [CMS Collaboration] // Phys. Rev. D **105** no. 3, (2022) . – 032008.
- [8] Navas, S. Review of particle physics / Navas, S. and others [Particle Data Group Collaboration] // Phys. Rev. D **110**. – no. 3. – 2024. – 030001.
- [9] Aryshev, A. The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021 / Aryshev, A. and others // DESY-22-045, FERMILAB-FN-1171-PPD-QIS-SCD-TD. – 2021.
- [10] Weiglein, G. Physics interplay of the LHC and the ILC / G. Weiglein and others [LHC/LC Study Group Collaboration] // Phys. Rept. **426**. – 2006. – P. 47–358.
- [11] Charles, T. K. The Compact Linear Colider (CLIC) - 2018 Summary Report / T.K. Charles and others // CERN-2018-005-M, CERN-2018-005. – V.2 (2018).