

1 Analysis of the indirect manifestation of extra
2 Z' -boson at ILC and CLIC

3 Анализ косвенного проявления дополнительного
4 Z' -бозона на ILC и CLIC

D. V. Sinegribov^{a,b,1}, V. V. Andreev^{b,2}, I. A. Serenkova^a
 Д.В. Синегрибов^{a,b}, В.В. Андреев^b, И.А. Серенкова^a

5 ^a Sukhoi Gomel State Technical University, 246746, Gomel, Belarus

6 ^a Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого,
7 246746, Гомель, Беларусь

8 ^b Skorina Gomel State University, 246028, Gomel, Belarus

9 ^b Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины, 246028,
10 Гомель, Беларусь

11 В работе предложена методика получения ограничений на характеристики
 Z' -бозона на основе анализа косвенных эффектов. Проведена оценка потенци-
альных возможностей коллайдеров ILC и CLIC по улучшению современных
ограничений на массу Z' -бозона для различных моделей.

12 In this paper, we propose a method for obtaining constraints on the Z' -boson
characteristics based on the analysis of indirect effects. We evaluate the potential
of the ILC and CLIC colliders to improve current constraints on the Z' -boson mass
for various models.

13 PACS: 12.60.-i; 12.60.Cn; 13.66.Nk

14 Введение

15 В настоящее время отсутствуют явные указания на расширение Стан-
16 дартной модели (СМ). В связи с этим можно предположить, что суще-
17 ствует энергетический пробел между электрослабым масштабом и мас-
18 штабом, описывающим эффекты вне СМ. Тогда, в случае наличия новых
19 частиц, их эффекты могут проявляться в виде поправок к процессам СМ.
20 Это может привести к изменению характеристик процессов, таких как
21 дифференциальные сечения, относительные и полные ширины распадов.
22 Поэтому, когда прямое рождение новых частиц не обнаружено, исследо-
23 вания косвенных эффектов приобретают особую важность. За счет высо-
24 кой энергии и светимости, на будущих e^+e^- коллайдерах можно выпол-
25 нить прецизионные измерения таких эффектов. Данные эффекты могут
26 индуцироваться новыми экзотическими частицами, такими как допол-
27 нительные Z' и W' бозоны, билептоны, лептокварки и другие. Z' -бозон

¹E-mail: dvsinegribov@gmail.com

²E-mail: vik.andreev@gsu.by

– гипотетическая, нейтральная частица спина 1 [1]. В программе исследований ILC [2] и CLIC [3] содержатся задачи по исследованию свойств Z' -бозона, поэтому разработка методики получения ограничений на его характеристики является актуальной задачей.

В данной работе вычисляются ограничения на характеристики нейтрального векторного Z' -бозона, который предсказывается многими моделями вне СМ (SSM, E_6 , LR, USLH, $B-L$ и другими) с учётом экспериментальных возможностей ускорителей ILC и CLIC. Подробное описание параметров моделей можно найти в [1, 4]. Основная цель исследования – оценить потенциальные возможности улучшения ограничений на характеристики Z -бозона в условиях будущих экспериментов на ILC и CLIC на основе разработанной в [5] методики. Предложенная методика базируется на исследовании косвенного проявления Z' и использования поляризационных наблюдаемых. Заметим, что в работе не учитывается массовое смешивание $Z - Z'$ бозонов. Также в процессе $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ все фермионы предполагаются безмассовыми.

Представление дифференциального сечения

Для извлечения ограничений на характеристики Z' -бозона используется дифференциальное сечение, которое представлено в [5]. Для случая $m_f \ll \sqrt{s}$, такое дифференциальное сечение зависит только от линейной комбинации $Q_1^{SM+Z'}$ и $Q_2^{SM+Z'}$ следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz}(P_{e^-}, P_{e^+}) = N_C(1 - P_{e^-}P_{e^+}) \frac{\pi\alpha_{em}^2}{8s} \times \left[(1-z)^2 Q_1^{SM+Z'} + (1+z)^2 Q_2^{SM+Z'} \right]. \quad (1)$$

В формуле (1): $z \equiv \cos\theta$ (θ – угол между e^- и f); P_{e^+} и P_{e^-} – степени e^+ и e^- поляризации; N_C – цветовой фактор (1 для лептонов и 3 для кварков); α_{em} – постоянная тонкой структуры; \sqrt{s} – энергия в системе центра масс; m_f – масса конечного фермиона.

Линейные параметры $Q_1^{SM+Z'}$ и $Q_2^{SM+Z'}$ определяются эффективной поляризацией $p_{eff}^\pm = 1 \pm \frac{P_{e^-} - P_{e^+}}{1 - P_{e^-}P_{e^+}}$ и спиральными параметрами $q_{\lambda_e\lambda_f}^{SM+Z'}$:

$$\begin{aligned} Q_1^{SM+Z'} &= p_{eff}^- |q_{LR}^{SM+Z'}|^2 + p_{eff}^+ |q_{RL}^{SM+Z'}|^2, \\ Q_2^{SM+Z'} &= p_{eff}^- |q_{LL}^{SM+Z'}|^2 + p_{eff}^+ |q_{RR}^{SM+Z'}|^2, \end{aligned} \quad (2)$$

$$q_{\lambda_e\lambda_f}^{SM+Z'} = \sum_{i=\gamma, Z, Z'} g_{i,e}^{\lambda_e} g_{i,f}^{\lambda_f} \frac{s}{s - M_i^2 + iM_i\Gamma_i}, \quad (3)$$

где индексами $\lambda_{e,f} = \mp 1$ (L/R) обозначены спиральности начальных и конечных фермионов.

В формуле (3): $g_{i,f}^{L/R}$ – константы связи фермионов с бозонами; M_i и Γ_i – массы и ширины распадов промежуточных векторных бозонов.

59

Методика получения ограничений и результаты

60 На основе предположения, что отклонение числа событий ΔN_i модели
 61 Z' от предсказаний СМ не превышает экспериментальную неопределён-
 62 ность δN_i^{SM} , можно записать критерий для получения ограничений на
 63 параметры отклонения $\Delta Q_{1,2}$:

$$\chi^2(\Delta Q_{1,2}) = \sum_{i=1}^{bins} \left[\frac{\Delta N_i(\Delta Q_{1,2})}{\delta N_i^{SM}} \right]^2 \leq \chi_{min}^2 + \chi_{crit}^2, \quad (4)$$

$$\Delta N_i = N_i^{SM+Z'}(Q_{1,2}^{SM+Z'}) - N_i^{SM}(Q_{1,2}^{SM}). \quad (5)$$

64 где параметры $\Delta Q_{1,2}$ определяют величину отклонения модели Z' от СМ:

$$\Delta Q_1(p_{eff}^-, p_{eff}^+) = Q_1^{SM+Z'} - Q_1^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LR} + p_{eff}^+ \Delta q_{RL}, \quad (6)$$

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

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

65 Величина χ_{min}^2 определяется из требования минимального значения
 66 функции χ^2 и для нашего случая равна 0, а значение χ_{crit}^2 вычисляется
 67 через квантиль распределения χ^2 для необходимого уровня достоверно-
 68 сти (С.Л.) и зависит от количества параметров. Для определения числа
 69 событий углового интервала $|z| \leq 0.9$ учитывается энергия и светимость
 70 коллайдера, а также эффективность регистрации конечных фермионов
 71 и поляризация начальных пучков [2, 3]. Линейная зависимость $N_i(\Delta Q_{1,2})$
 72 от $\Delta Q_{1,2}$ позволяет с помощью критерия (4) получить доверительные ин-
 73 тервалы на $\Delta Q_{1,2}$ для заданной вероятности (С.Л.). Оптимальные зна-
 74 чения $\Delta \hat{Q}_{1,2} = 0$ по причине того, что если отклонения отсутствуют, то
 75 $Q_i^{SM+Z'} = Q_i^{SM}$. После чего, используя выражения

$$\begin{aligned} \Delta q_{LR} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_1^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_1^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RL} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_1^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_1^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \\ \Delta q_{LL} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_2^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_2^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RR} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_2^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_2^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \end{aligned} \quad (9)$$

76 можно получить доверительные интервалы на $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$ для набора поля-
 77 ризаций $a = \{P_{e^-} = a_1, P_{e^+} = a_2\}$ и $b = \{P_{e^-} = b_1, P_{e^+} = b_2\}$. Формулы
 78 (9) являются результатом решения системы уравнений (6) и (7) для двух
 79 наборов поляризаций, обозначенных индексами a и b .

80 Для численного расчёта на ИС поляризации выбираются равными:
 81 $a = \{0, 0\}$ и $b = \{-0.8, -0.3\}$. При отрицательной позитронной поля-
 82 ризации ограничения получаются лучше. На СЛС не предполагается
 83 поляризация позитронного пучка, поэтому a и b выбираются такими же,
 84 за исключением $b_2 = 0$. Для электронной поляризации -80% и $+80\%$
 85 предполагается распределение времени работы в отношении 80 : 20 [3].

86 Соответственно, для случая поляризации -80% светимость значительно
 87 больше, а значит больше и число событий. В свою очередь, за счет увели-
 88 чения числа событий сужаются доверительные интервалы, то есть улуч-
 89 шаются ограничения. Для расчета используются максимальные энергии
 90 ILC (1 ТэВ) и CLIC (3 ТэВ) и соответствующие интегральные свети-
 91 мости 8 аб^{-1} и 5 аб^{-1} [2, 3]. Кроме того, ограничения на Z' зависят от
 92 сорта конечного фермиона и выбора комбинации спиральностей $\lambda_e \lambda_f$. В
 93 результате, наиболее строгие ограничения были получены для событий
 94 $\mu^+ \mu^-$ и комбинации LR (95 % C.L.):

$$|\Delta q_{LR}^{ILC}| \leq 7.2 \times 10^{-3} \quad , \quad |\Delta q_{LR}^{CLIC}| \leq 17 \times 10^{-3} \quad . \quad (10)$$

95 Интервалы (10) являются модельно-независимыми и увеличиваются
 96 при росте энергии столкновения. Процессы $e^+ e^- \rightarrow \bar{q} q$ дают менее
 97 строгие ограничения, поскольку, статистика событий уменьшается вслед-
 98 ствие экспериментальной неразличимости кварковых и антикварковых
 99 струй. Моделью Z' задаются значения констант связи, которые пред-
 100 ставлены в таблице 1, поэтому для модельно-зависимого анализа свобод-
 101 ными параметрами является только масса и ширина Z' . Для того чтобы
 102 получить нижние границы на массу Z' используется выражение полной
 103 ширины распада $Z' \rightarrow f \bar{f}$ [1] и предположение лептонной универсально-
 104 сти. Результаты такого анализа и аналогичные ограничения, полученные
 путём прямого поиска дилептонов на LHC, показаны в таблице 2.

Таблица 1. Лептонные константы связи для моделей Z' . Для SSM все констан-
 ты связи Z' выбираются равными Z . Все неизвестные параметры и подробное
 описание моделей можно найти в [1, 4].

Model	LRS	ALR	E_6	USLH	$B - L$
$g_{Z',l}^L$	$\frac{1}{2\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	$3A + B$	$\frac{1}{2} - s_W^2$	$-x_H - \frac{1}{2}x_\Phi$
$g_{Z',l}^R$	$-\frac{\alpha_{LR}^2 - 1}{2\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{2} + \frac{3}{2}s_W^2$	$A - B$	0	$-2x_H - \frac{1}{2}x_\Phi$

Таблица 2. Полученные нижние границы на массу Z' (в ТэВ) для моделей Z' .

Model	SSM	LRS	ALR	χ	ψ	η	USLH	$B - L$
LHC [6]	5.15	0.63	—	4.8	4.56	3.9	—	—
ILC	8.05	5.95	9.25	5.44	4.13	3.71	2.77	1.78
CLIC	15.96	11.89	18.19	10.85	8.41	7.56	5.92	4.15

105
 106 Как показано в таблице 2, для ILC удалось увеличить нижние гра-
 107 ницы на массу Z' практически для всех моделей. В свою очередь, за
 108 счёт большей энергии, эксперименты на CLIC позволяют значительно
 109 увеличить аналогичные границы на все модели.

110 Используя интервалы (10) можно также получить практически мо-
 111 дельно-независимые ограничения на константы связи Z' для фиксиро-
 112 ванного значения массы Z' в предположении того, что он достаточно

113 тяжёлый и его полная ширина распада $\Gamma_{Z'} = 0.1 \times M_{Z'}$. Такие ограни-
 114 чения представлены на рисунке 1 для 95 % С.Л. . Для сравнительного
 115 анализа модельно-независимые области и данные для моделей Z' удобно
 116 отобразить на одном рисунке. Нетрудно заметить, что нижние грани-
 117 цы, полученные на основе полной ширины $Z' \rightarrow f\bar{f}$ и предположения
 118 $\Gamma_{Z'} = 0.1 \times M_{Z'}$ практически идентичны.

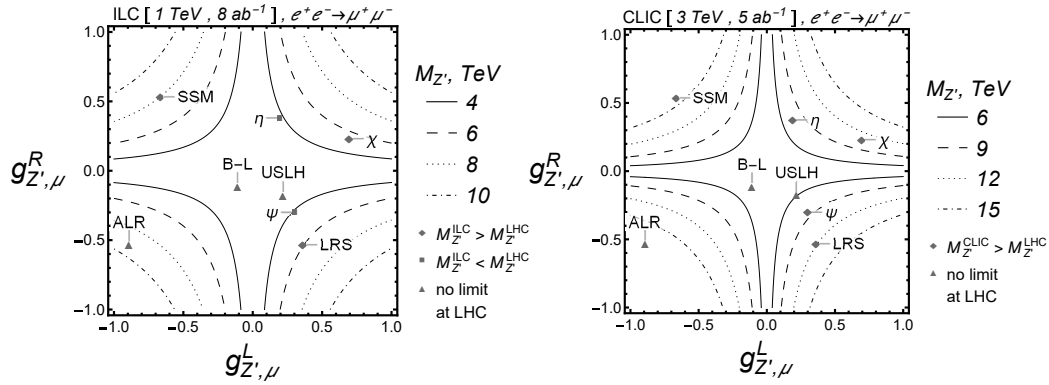


Рис. 1. Границы модельно-независимых разрешенных областей на константы связи Z' (линии), полученные для фиксированной массы Z' , значение которой отмечено разным типом линий. Ромбом отмечены модели для которых удалось улучшить нижнюю границу на массу Z' , полученную на ЛНС. Символ квадрата соответствует моделям для которых не получилось улучшить нижнюю границу, а треугольником отмечены модели, которые не исследовались на ЛНС (см. таблицу 2).

119

Заключение

120 В работе представлена методика, позволяющая анализировать кос-
 121 венные проявления Z' на e^+e^- коллайдерах нового поколения. На осно-
 122 ве методики получены модельно-независимые ограничения на мюонные
 123 константы связи Z' , а также ограничения на его массу для различных
 124 моделей. Анализ результатов позволяет заключить, что на ILC и CLIC
 125 можно существенно улучшить нижние границы массы Z' для целого ря-
 126 да моделей.

127 В заключение авторы выражают благодарность Белорусскому рес-
 128 публиканскому фонду фундаментальных исследований за финансовую
 129 поддержку настоящей работы.

130

Список литературы

- 131 1. *Leike A.* The Phenomenology of extra neutral gauge bosons // Phys.
 132 Rept. — 1999. — V. 317. — P. 143–250. — arXiv:9805494 [hep-ph].

- 133 2. *Aryshev, A. and others* The International Linear Collider: Report to
134 Snowmass 2021 // FERMILAB-FN-1171-PPD-QIS-SCD-TD. — 2021. —
135 arXiv:2203.07622 [hep-ph].
- 136 3. *Charles, T.K. and others* The Compact Linear Collider (CLIC) - 2018
137 Summary Report // CERN-2018-005-M, CERN-2018-005. — V. 2/2018. —
138 arXiv:1812.1812.06018 [hep-ph].
- 139 4. *Gulov, Alexey and Moroz, Yaroslav* Optimal observables for Z' models in
140 annihilation leptonic processes // Phys. Rev. D — 2018. — V. 98, no. 11. —
141 115014. arXiv:1711.02853 [hep-ph].
- 142 5. *Sinegribov D. V., Andreev V.V., Serenkova I.A., Kurylenka V.R.* Model-
143 Independent Constraints on Effective Parameters of Extra Neutral Heavy
144 Bosons at Future e^+e^- Colliders // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2024. — V. 21,
145 no. 4. — P. 658–660.
- 146 6. *Navas, S. and others* [Particle Data Group Collaboration] Review of
147 particle physics // Phys. Rev. D — 2024. — V. 110, no. 3. — 030001.