

Рисунок 7 – Пример работы программы

Функциональные возможности разработанного приложения по сбору информации о вычислительной системе во многом покрывают необходимость системного администратора локальной вычислительной сети получать достоверную информацию об изменении конфигурации компонентов вычислительных систем, а также об их работоспособности. Таким образом системный администратор в любой момент времени может оперативно реагировать на изменившиеся обстоятельства. Приложения прошло тестирование на виртуальных машинах и в реальной сетевой среде.

Литература

- 1 Кучеров, А. И. Архитектура программного инструментария по обеспечению надежности узла ЛВС / А. И. Кучеров, А. В. Воруев, О. М. Демиденко, В. Д. Левчук // Научно-технический журнал «Проблемы физики, математики и техники» Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины. – 2017. – № 4 (33). – С. 100–103.
- 2 Подключение к WMI на удаленном компьютере [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://learn.microsoft.com/ru-ru/windows/win32/wmisdk/connecting-to-wmi-on-a-remote-computer>. – Дата доступа: 20.03.2024.

УДК 539.12

Д. В. Синегрибов

ИЗВЛЕЧЕНИЕ ОГРАНИЧЕНИЙ НА МАССУ И КОНСТАНТЫ СВЯЗИ Z' -БОЗОНА НА УСКОРИТЕЛЯХ ILC И CLIC

Статья посвящена поиску «новой» физики за пределами Стандартной Модели (СМ) с помощью исследования косвенных эффектов, проявляющихся в виде отклонений наблюдаемой (сечение, асимметрия) от предсказания СМ; методике извлечения ограничений на параметры гипотетической частицы – дополнительного нейтрального бозона; использованию критерия хи квадрат.

Введение

Существует общее мнение, что сильные и электрослабые взаимодействия должны иметь общее происхождение. Их объединение часто осуществляется в большой калибровочной группе при высоких энергиях. «Добавление» калибровочной группы $U'(1)$ в СМ обычно приводит к появлению нового нейтрального калибровочного бозона [1]. Поиск такой частицы является важной задачей любого существующего и будущего коллайдера.

Предполагается, что основная эффективная калибровочная группа типичной Z' модели имеет вид:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U'(1), \quad (1)$$

где СМ дополнена группой $U'(1)$.

Симметрия калибровочной группы $U'(1)$ нарушается при энергии порядка ТэВ, вследствие чего появляется возможность рождения тяжелого Z' бозона.

При наличии в природе «новой» физики будущие ускорительные эксперименты должны иметь отклонения от поведения СМ. Если отклонение существенное, его можно интерпретировать, используя параметры дополнительного калибровочного Z' -бозона [2]. Экспериментальное обнаружение отклонений в процессе

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0, Z', Z' \rightarrow f\bar{f}. \quad (2)$$

свидетельствовало бы о существовании нестандартной физики ($f = \mu, \tau, q$).

За счет небольшого фона, высокой энергии и наличия возможности поляризации e^+ и e^- пучка будущие e^+e^- коллайдеры ILC [3], CLIC [4] и FCCee позволяют исследовать масштабы и сценарии «новой» физики, недоступные Большому адронному коллайдеру (LHC).

Современные ограничения на массу Z' [5] заметно больше в сравнении с планируемыми энергиями e^+e^- ускорителей следующего поколения. Поэтому предоставляется возможность только повысить точность ограничений на характеристики Z' . Такие оценки полезны для корректировки моделей Z' (SSM, LR, ALR, E_6 модели и другие) и построения будущей фундаментальной теории.

Представление дифференциального сечения

Для извлечения ограничений нужно получить представление дифференциального сечения, содержащее эффективные параметры Z' , линейно входящие в выражение. Условие линейности позволяет использовать стандартную методику получения ограничений при условии, что отклонение от СМ не больше одного стандартного отклонения.

Таким образом, получено представление дифференциального сечения рассеяния в приближении Борна, которое записывается в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz}(P_{e^+}, P_{e^-}) &= \frac{d\sigma^{SM}}{dz} + \frac{\Delta d\sigma}{dz} = N_C(1 - P_{e^+}P_{e^-}) \frac{\alpha^2 \beta \pi}{8s} \times \\ &\times \left[(1 - z\beta)^2 (\Delta Q_1 + Q_1^{SM}) + (1 + z\beta)^2 (\Delta Q_2 + Q_2^{SM}) + \eta_f^2 (\Delta Q_3 + Q_3^{SM}) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3): $z \equiv \cos \theta$ (θ – угол между e^- и f ; N_C – цветовой фактор ($N_C = 1(3)$ для лептона(кварка)); α – постоянная тонкой структуры; P_{e^+} и P_{e^-} – степени продольной поляризации e^+ и e^- пучка; $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/s}$ ($\eta_f = \sqrt{1 - \beta^2}$, здесь m_f – масса конечного фермиона; \sqrt{s} – энергия столкновения).

Для получения ограничений удобно использовать эффективные параметры отклонения $\Delta Q_{1,2,3}$, которые определяют отклонение дифференциального сечения модели с Z' от СМ:

$$\begin{aligned}\Delta Q_1(p_{eff}^+, p_{eff}^-) &= Q_1^{SM+Z'} - Q_1^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LR} - p_{eff}^+ \Delta q_{RL}, \\ \Delta Q_2(p_{eff}^+, p_{eff}^-) &= Q_2^{SM+Z'} - Q_2^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LL} - p_{eff}^+ \Delta q_{RR}, \\ \Delta Q_3(p_{eff}^+, p_{eff}^-) &= Q_3^{SM+Z'} - Q_3^{SM},\end{aligned}\quad (4)$$

здесь $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f} = \left| q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'} \right|^2 - \left| q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM} \right|^2$.

Обобщенные параметры $Q_{1,2,3}^{SM+Z'}$ определяются комбинациями $q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}$ (λ_e и λ_f – спиральности начального и конечного состояния) и начальными поляризациями P_{e^-} и P_{e^+} :

$$\begin{aligned}Q_1^{SM+Z'} &= p_{eff}^- \left| q_{LR}^{SM+Z'} \right|^2 + p_{eff}^+ \left| q_{RL}^{SM+Z'} \right|^2, \\ Q_2^{SM+Z'} &= p_{eff}^- \left| q_{LL}^{SM+Z'} \right|^2 + p_{eff}^+ \left| q_{RR}^{SM+Z'} \right|^2, \\ Q_3^{SM+Z'} &= 2p_{eff}^- \text{Re} \left[q_{LL}^{SM+Z'} q_{LR}^{*SM+Z'} \right]^2 + 2p_{eff}^+ \text{Re} \left[q_{RL}^{SM+Z'} q_{RR}^{*SM+Z'} \right]^2,\end{aligned}\quad (5)$$

где $p_{eff}^\pm = 1 \pm P_{eff}$ (здесь $P_{eff} = (P_{e^-} - P_{e^+}) / (1 - P_{e^+} P_{e^-})$).

Спиральные параметры $q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}$, содержащие константы связи, массу и полную ширину Z' , определяются формулами:

$$\begin{aligned}q_{LL}^{SM+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^L g_{i,f}^L}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, & q_{RR}^{SM+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^R g_{i,f}^R}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, \\ q_{LR}^{SM+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^L g_{i,f}^R}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, & q_{RL}^{SM+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^R g_{i,f}^L}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i},\end{aligned}\quad (6)$$

здесь $g_{i,f}^{L,R} \equiv g_{i,f}^\mp$ – фермионные константы связи с бозонами $i = \gamma, Z^0, Z'$ с соответствующими массами m_i и ширинами Γ_i .

В свою очередь, фермионные константы связи с γ и Z^0 определяются значениями электрического заряда Q_f и третьей компоненты изоспина t_f :

$$g_{\gamma,f}^P = -Q_f, \quad g_{Z^0,f}^P = \frac{\delta_{p,-} t_f / 2 - Q_f s_w^2}{s_w c_w},\quad (7)$$

где s_w и c_w – синус и косинус угла Вайнберга-Салама θ_w .

Получение ограничений на характеристики Z'

Для получения ограничений необходимо выполнить 3 этапа. Для выполнения первого этапа нужно найти области изменения параметров (4). Второй этап заключается в получении ограничений на параметры $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$ с помощью системы уравнений. Целью третьего этапа является нахождение областей возможного изменения массы и констант связи Z' .

Для извлечения ограничений используется следующее предположение: будущие экспериментальные результаты по измерению сечения процесса согласуются с предсказаниями СМ в пределе ожидаемой точности измерений. Тогда для получения ограничений на параметры отклонения $\Omega = \Delta Q_{1,2,3}$ используется функция χ^2 , которая записывается в виде:

$$\chi^2 = (\Omega) = \sum_i^{bins} \left[\frac{N_i^{SM+Z'}(\Omega) - N_i^{SM}}{\delta N_i^{SM}} \right]^2 \leq \chi_{\min}^2 + \chi_{C.L.}^2. \quad (8)$$

В формуле (8) суммирование выполняется по бинам, разбивающим весь разрешенный интервал углов рассеяния θ .

Экспериментальной величиной является число событий N_i^{SM} углового интервала $|z| \leq 0,9$. В качестве модельной функции выбирается число событий $N_i^{SM+Z'}(\Omega)$ индуцируемое взаимодействиями при наличии Z' :

$$N_i^{SM+Z'} = \mathcal{L}_{\text{int}} p_{\mathcal{L}} \varepsilon_f \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz} dz, \quad (9)$$

где \mathcal{L}_{int} – интегральная светимость;

$p_{\mathcal{L}}$ – коэффициент, уменьшающий светимость при наличии поляризации e^+ и e^- пучка;

ε_f – эффективность регистрации конечного состояния f .

Предполагая, что число событий в бине подчиняется распределению Пуассона и относительно велико ($N > 5$), имеем что случайная ошибка равняется $\sqrt{N_i^{SM}}$. Если принять во внимание систематическую погрешность $\sim \delta_{\text{sys}} N_i^{SM}$, то ошибка δN_i^{SM} задается соотношением:

$$N_i^{SM} = \sqrt{N_i^{SM} (1 + \delta_{\text{sys}}^2 N_i^{SM})}, \quad (10)$$

χ_{\min}^2 определяется из требования минимального значения функции $\chi^2(\Omega)$ и для нашего случая равно нулю. Значение $\chi_{C.L.}^2$ задается уровнем достоверности (C.L.) и вычисляется из определения квантиля (обратная функция распределения χ^2).

Для построения системы уравнений необходимы две наблюдаемые с различной начальной поляризацией $a = \{P_{e^-} = a_1, P_{e^+} = a_2\}$ и $b = \{P_{e^-} = b_1, P_{e^+} = b_2\}$. С помощью (8) для случая a и b нужно получить ограничения на параметры ΔQ_i^a и ΔQ_i^b .

После чего, используя уравнения (5) можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta q_{LR} &= \frac{P_{\text{eff}}^{+,b} \Delta Q_1^a - P_{\text{eff}}^{+,a} \Delta Q_1^b}{P_{\text{eff}}^{-,a} P_{\text{eff}}^{+,b} - P_{\text{eff}}^{+,a} P_{\text{eff}}^{-,b}}, & \Delta q_{RL} &= \frac{P_{\text{eff}}^{-,a} \Delta Q_1^b - P_{\text{eff}}^{-,b} \Delta Q_1^a}{P_{\text{eff}}^{-,a} P_{\text{eff}}^{+,b} - P_{\text{eff}}^{+,a} P_{\text{eff}}^{-,b}}, \\ \Delta q_{LL} &= \frac{P_{\text{eff}}^{+,b} \Delta Q_2^a - P_{\text{eff}}^{+,a} \Delta Q_2^b}{P_{\text{eff}}^{-,a} P_{\text{eff}}^{+,b} - P_{\text{eff}}^{+,a} P_{\text{eff}}^{-,b}}, & \Delta q_{RR} &= \frac{P_{\text{eff}}^{-,a} \Delta Q_2^b - P_{\text{eff}}^{-,b} \Delta Q_2^a}{P_{\text{eff}}^{-,a} P_{\text{eff}}^{+,b} - P_{\text{eff}}^{+,a} P_{\text{eff}}^{-,b}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где значения $P_{\text{eff}}^{\pm,a}$ и $P_{\text{eff}}^{\pm,b}$ вычисляются для набора поляризаций a и b .

После чего, нужно определить параметры $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$ как функции, содержащие физические характеристики Z' . Предполагая, что $\Gamma_{Z'} = 0,1 \times m_{Z'}$ (справедливо для большинства моделей Z') и используя полученные интервалы для $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$ с помощью (11), можно получить ограничения на $m_{Z'}$ и $g_{Z',f}^{\lambda_f} \times g_{Z',f}^{\lambda_f}$.

Такие ограничения для эксперимента ILC и CLIC представлены на рисунке 2 (линиями изображены границы разрешенной зоны). В результате чего, зная модель Z' ($g_{Z',f}^L, g_{Z',f}^R$) можно получить нижний предел $m_{Z'}$. Можно заметить ощутимую зависимость ограничений от энергии и в большей степени от интегральной светимости. Наиболее строгие ограничения можно получить для второго этапа эксперимента ILC. Поскольку в зависимости от степени поляризации значения p_L разные, интересно исследовать влияние поляризации на ограничения (рисунок 1).

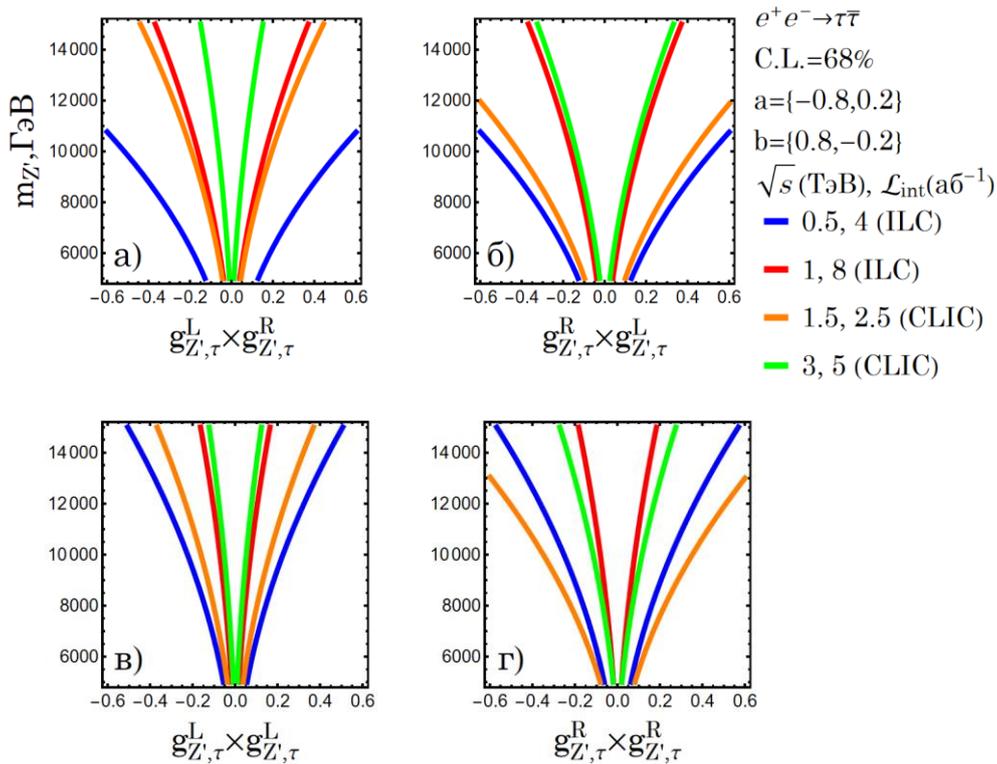


Рисунок 1 – Ограничения для эксперимента ILC и CLIC на
а) $m_{Z'}$ и $g_{Z',\tau}^L \times g_{Z',\tau}^R$ б) $m_{Z'}$ и $g_{Z',\tau}^R \times g_{Z',\tau}^L$ в) $m_{Z'}$ и $g_{Z',\tau}^L \times g_{Z',\tau}^L$ г) $m_{Z'}$ и $g_{Z',\tau}^R \times g_{Z',\tau}^R$

Заклучение

В работе предложена методика получения ограничений на физические параметры Z' для процесса (2). Основой методики является полученное представление дифференциального сечения с тремя вещественными эффективными параметрами. Получены ограничения на физические параметры $m_{Z'}$ и $g_{Z',\tau}^{\lambda_\tau} \times g_{Z',\tau}^{\lambda_\tau}$ для эксперимента ILC и CLIC.

Для дальнейшего исследования планируется расширить количество наблюдаемых (A_{FB} , A_{LR} и другие), выполнить модельно-зависимый анализ, применить другие статистические критерии, учесть влияние радиационных поправок и корреляции между параметрами.

Автор выражает благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку настоящей работы.

Литература

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

2 Das, A. Probing the minimal $U(1)$ model at future electron-positron colliders via fermion pair-production channels [Electronic resource] / A. Das, P. S. Bhupal Dev, Y. Hosotani, S. Mandal. – 2022. – Mode of access: <https://arxiv.org/pdf/2104.10902.pdf>. – Date of access: 15.03.2024.

3 Aryshev, A. The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021 [Electronic resource] / A. Aryshev [et al.]. – 2021. – Mode of access: <https://arxiv.org/pdf/2203.07622.pdf>. – Date of access: 10.04.2024.

4 Franceschini, R. Beyond the Standard Model physics at CLIC [Electronic resource] / R. Franceschini [et al.]. – 2019. – Mode of access: <https://arxiv.org/pdf/1902.10125.pdf>. – Date of access: 15.04.2024.

5 Workman, R. L. Review of Particle Physics / R. L. Workman [et al.] // Prog. Theor. Exp. Phys. – 083C01 (2022). – P. 995–999.