

**Заключение.** Мы рассмотрели особенности динамики возбуждения в цепочке линейно связанных бозонных мод, причём каждая вторая мода обладает усиленными потерями. Оказалось, что такая система в случае когерентного возбуждения может быть описана с помощью уравнения Шрёдингера с неэрмитовым гамильтонианом. Как следствие, в системе обнаруживаются особенности, свойственные неэрмитовой системе, как например существование исключительных точек в спектре гамильтониана, а также нарушение РТ-симметрии.

Мы показали, что положение исключительных точек определяет режимы процесса смешивания в цепочке. Как следствие, управляя параметрами системы, а также начальным возбуждением, можно значительно уменьшить время смешивания, что имеет большое прикладное значение

**Благодарности.** Автор благодарит своего научного руководителя д-ра физ.-мат. наук, чл.-кор. НАН Беларуси Д.С. Могилевцева за полезную критику и плодотворное обсуждение.

#### Литература.

1. Dorit Aharonov, et al., Quantum Walks on Graphs. – New York: Association for Computing Machinery, 2001.
2. Daniel Reitzner, et al., Quantum Walks // Acta Physica Slovaca. – 2012. – Vol. 61.
3. David J. Aldous, Some Inequalities for Reversible Markov Chains // Journal of the London Mathematical Society. – 1982. – Vol. s2-25, № 3. – P. 564-576.
4. C. Arenz, et al., Emerging unitary evolutions in dissipatively coupled systems // Phys. Rev. A. – 2020. – Vol. 101, № 2. – P. 022101.
5. A. Metelmann, et al., Nonreciprocal Photon Transmission and Amplification via Reservoir Engineering // Phys. Rev. X. – 2015. – Vol. 5, № 2. – P. 021025.
6. Seabrata Mukherjee, et al., Dissipatively coupled waveguide networks for coherent diffusive photonics // Nature Communications. – 2017. – Vol. 8, № 1. – P. 1909.
7. M. S. Rudner, and L. S. Levitov, Topological Transition in a Non-Hermitian Quantum Walk // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102, № 6. – P. 065703.
8. W. P. Su, et al., Solitons in Polyacetylene // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 42, № 25. – P. 1698-1701.
9. H. P. Breuer, F. Petruccione, The theory of open quantum systems. – Great Clarendon Street: Oxford University Press, 2002.
10. Salvador Elías Venegas-Andraca, Quantum walks: a comprehensive review // Quantum Information Processing. – 2012. – Vol. 11, № 5.

## Ограничения на параметры дополнительного нейтрального тяжелого бозона на ускорителе CLIC

Д.В. Синегрибов<sup>a, b</sup>, В.В. Андреев<sup>a</sup>, И.А. Серенкова<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины, 246028 Гомель, Республика Беларусь

<sup>b</sup> Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого, 246746 Гомель, Республика Беларусь  
E-mail: dvsinegribov@gmail.com

**Введение.** При наличии в природе «новой» физики, будущие ускорительные эксперименты должны иметь отклонения от поведения Стандартной Модели (СМ). Если отклонение существенное, его можно интерпретировать, используя параметры дополнительного калибровочного  $Z'$ -бозона.  $Z'$  – массивная, электрически-нейтральная, синглетная по цвету, гипотетическая частица, имеющая спин 1 [1]. Квантовые теории поля, содержащие тяжелую частицу спина 1, хорошо описываются при энергии порядка ТэВ только

тогда, когда такой частицей является  $Z'$ , возникающий в следствии спонтанного нарушения калибровочной симметрии [2].

В работе предполагается, что основная эффективная калибровочная группа типичной модели, предсказывающей один дополнительный бозон  $Z'$ , 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, в следствии чего появляется возможность рождения тяжелого  $Z'$  бозона.

Для получения ограничений на параметры  $Z'$ , лептонные коллайдеры имеют весомое преимущество – различные наблюдаемые можно измерить достаточно точно за счет небольшого фона. Как показали эксперименты LEP и SLC, конечные фермионные состояния  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $c$  и  $b$  можно надежно зарегистрировать с высокой эффективностью [2]. Столкновения  $f\bar{f}$  имеют уникальное свойство – все константы связи  $Z'$  с фермионами можно ограничить отдельно. Поэтому для извлечения ограничений на параметры  $Z'$  используется реакция:

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

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

Современные ограничения на массу  $Z'$  заметно больше в сравнении с планируемыми энергиями  $e^+e^-$  ускорителей следующего поколения. Поэтому, предоставляется возможность только существенно уточнить характеристики  $Z'$ , проявляющиеся в виде отклонений наблюдаемой от поведения СМ [3,4]. Экспериментальную информацию для такого случая можно представить в виде ограничений на физические параметры  $Z'$  (масса, константы связи, ширина). Такие оценки полезны для корректировки моделей  $Z'$  ( $SSM$ ,  $LR$ ,  $ALR$ ,  $E_6$  модели и другие) и построения будущей фундаментальной теории.

**1 Представление дифференциального сечения.** Для выполнения модельно-независимого анализа 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 для процесса (2), которое записывается:

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

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

Параметры  $Q_{1,2,3}^{SM+Z'}$  определяются комбинациями  $q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'}$  ( $\lambda_e$  и  $\lambda_f$  – спиральности начального и конечного состояния) и функцией  $P_{eff} = (P_{e^-} - P_{e^+}) / (1 - P_{e^+}P_{e^-})$ :

$$\begin{aligned}
 Q_1^{SM+Z'} &= p_{eff}^- |q_{LR}^{SM+Z'}|^2 + p_{eff}^+ |q_{RL}^{SM+Z'}|^2 \\
 Q_2^{SM+Z'} &= p_{eff}^- |q_{LL}^{SM+Z'}|^2 + p_{eff}^+ |q_{RR}^{SM+Z'}|^2 \\
 Q_3^{SM+Z'} &= 2p_{eff}^- Re[q_{LL}^{SM+Z'} q_{LR}^{SM+Z'}]^* + 2p_{eff}^+ Re[q_{RL}^{SM+Z'} q_{RR}^{SM+Z'}]^*
 \end{aligned} \tag{4}$$

где  $p_{eff}^\pm = 1 \pm P_{eff}$ .

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

$$q_{\lambda_e \lambda_f}^{SM+Z'} = \sum_i \frac{s g_{i,e}^{\lambda_e} g_{i,f}^{\lambda_f}}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i} \tag{5}$$

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  $\Gamma_i$ .

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

$$g_{\gamma,f}^\rho = -Q_f, \quad g_{Z^0,f}^\rho = \frac{\delta_{\rho,-t_f/2 - Q_f s_w^2}}{s_w c_w}, \tag{6}$$

где  $s_w$  и  $c_w$  – синус и косинус угла Вайнберга-Салама  $\theta_w$ .

Введенные обобщенные, эффективные параметры отклонения  $\Delta Q_i$ , определяющие отклонение дифференциального сечения от СМ, записываются:

$$\begin{aligned}
 \Delta Q_1(p_{eff}^+, p_{eff}^-) &= Q_1^{SM+Z'} - Q_1^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LR} - p_{eff}^+ \Delta q_{RL} \\
 \Delta Q_2(p_{eff}^+, p_{eff}^-) &= Q_2^{SM+Z'} - Q_2^{SM} = p_{eff}^- \Delta q_{LL} - p_{eff}^+ \Delta q_{RR} \\
 \Delta Q_3(p_{eff}^+, p_{eff}^-) &= Q_3^{SM+Z'} - Q_3^{SM}
 \end{aligned} \tag{7}$$

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

**2 Методика получения ограничений на характеристики  $Z'$ .** Для получения ограничений на физические параметры  $Z'$  нужно:

- 1) используя функцию  $\chi^2$  найти области изменения  $\Delta Q_i$  (7);
- 2) получить области изменения  $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$  используя систему уравнений;
- 3) используя выражения для  $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$ , получить ограничения на физические параметры  $Z'$ .

Для выполнения первого этапа используется следующее предположение: будущие экспериментальные результаты по измерению сечения процесса (2) согласуются с предсказаниями СМ в пределе ожидаемой точности измерений. Тогда для получения ограничений на параметры отклонения  $\Omega = \Delta Q_i$  используется функция  $\chi^2$ , которая записывается:

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

где  $\delta N_i^{SM} = \sqrt{N_i^{SM}(1 + \delta_{syst}^2 N_i^{SM})}$  – экспериментальная относительная погрешность процесса (2), состоящая из случайной  $\sqrt{N_i^{SM}}$  и систематической ошибки  $\sim \delta_{syst} N_i^{SM}$ .

Экспериментальной величиной является число событий  $N_i^{SM}$ , которое в  $i$ -ом бине определяется по формуле:

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

здесь  $\mathcal{L}_{int}$  – интегральная светимость;  $p_L$  – коэффициент, уменьшающий светимость при наличии поляризации  $e^+$  и  $e^-$  пучка;  $\varepsilon_f$  – эффективность регистрации конечного состояния  $f$ ;  $|z| \leq 0,9$  – угловой интервал, разбитый на 19 бинов [5].

В качестве модельной функции используется число событий  $N_i^{SM+Z'}(\Omega)$  индуцируемое взаимодействиями при наличии  $Z'$ .

$\chi_{min}^2$  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  $\chi^2$ ).

Для выполнения второго этапа 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  $\Delta Q_i(p_{eff}^+, p_{eff}^-)$ , которые обозначаются  $\Delta Q_i^a$  и  $\Delta Q_i^b$ .

После чего, используя уравнения (7) можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta q_{LR} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_1^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_1^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RL} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_1^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_1^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \\ \Delta q_{LL} &= \frac{p_{eff}^{+,b} \Delta Q_2^a - p_{eff}^{+,a} \Delta Q_2^b}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, & \Delta q_{RR} &= \frac{p_{eff}^{-,a} \Delta Q_2^b - p_{eff}^{-,b} \Delta Q_2^a}{p_{eff}^{-,a} p_{eff}^{+,b} - p_{eff}^{+,a} p_{eff}^{-,b}}, \end{aligned} \quad (10)$$

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

**3 Ограничения на физические параметры  $Z'$ .** Для получения ограничений используется конечное состояние  $\tau^+ \tau^-$  в предположении, что для  $Z'$  выполняется лептонная универсальность ( $g_{Z',e}^\rho = g_{Z',\mu}^\rho = g_{Z',\tau}^\rho$ ). С помощью (8) получены одномерные ограничения на параметры  $\Delta Q_{1,2,3}$  (см. Табл. 1) для различной поляризации и энергии коллайдера CLIC [5].

Таблица 1. Одномерные модельно-независимые ограничения на параметры отклонения  $\Delta Q_{1,2,3}$  (C.L. = 68,27 %,  $\varepsilon_\tau = 0,5$ , при наличии поляризации  $p_L = 4/5$ ).

$P_{e^-}/P_{e^+}$	Этап CLIC	$\Delta Q_1 \times 10^{-3}$	$\Delta Q_2 \times 10^{-3}$	$\Delta Q_3 \times 10^3$
0/0	I.	$\mp 11.7$	$\mp 20,8$	$\mp 4,24$
0,8/-0,2	$\sqrt{s} = 1,5$ ТэВ, $\mathcal{L}_{int} = 2,5$ аб <sup>-1</sup> .	$\mp 12$	$\mp 20,5$	$\mp 4,28$
-0,8/0,2		$\mp 12.3$	$\mp 22,6$	$\mp 4,51$
0/0	II.	$\mp 16.4$	$\mp 28,8$	$\mp 23,7$
0,8/-0,2	$\sqrt{s} = 3$ ТэВ, $\mathcal{L}_{int} = 5$ аб <sup>-1</sup> .	$\mp 16.8$	$\mp 28,4$	$\mp 24,0$
-0,8/0,2		$\mp 17.2$	$\mp 31,3$	$\mp 25,3$

Ограничения на  $\Delta Q_3$  аномально большие, потому что, соответствующее слагаемое в выражении (3) пропорционально  $\eta_f^2 = 4m_f^2/s$  (значение порядка  $10^{-5}$ ). Очевидно, если использовать полученные ограничения на  $\Delta Q_3$ , нельзя улучшить ограничения на физические параметры  $Z'$  по сравнению с  $\Delta Q_{1,2}$ . Используя ограничения на  $\Delta Q_{1,2}$  и уравнения (10) для

набора поляризаций  $a = \{P_{e^-} = 0,8, P_{e^+} = -0,2\}$  и  $b = \{P_{e^-} = -0,8, P_{e^+} = 0,2\}$  можно получить следующие ограничения:

$$\begin{aligned} & \text{Этап I:} \\ & -0,006 \leq \Delta q_{LR}, \Delta q_{RL} \leq 0,006; -0,011 \leq \Delta q_{LL} \leq 0,011; -0,010 \leq \Delta q_{RR} \leq 0,010, \\ & \text{Этап II:} \\ & -0,008 \leq \Delta q_{LR}, \Delta q_{RL} \leq 0,008; -0,016 \leq \Delta q_{LL} \leq 0,016; -0,014 \leq \Delta q_{RR} \leq 0,014 \end{aligned} \quad (11)$$

После чего, используя уравнения (5), нужно определить параметры  $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$  как функции, содержащие физические характеристики  $Z'$ . Предполагая, что  $\Gamma_{Z'} = 0,1 \times m_{Z'}$  и используя результаты (11) можно получить ограничения на  $m_{Z'}$  и  $g_{Z',l}^{\lambda_l} \times g_{Z',l}^{\lambda_l}$ , представленные на Рис. 1.

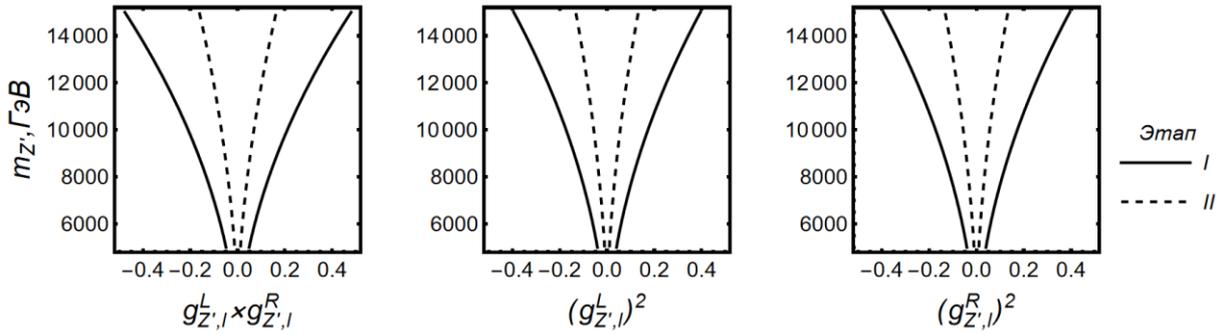


Рис. 1. Ограничения на  $m_{Z'}$  и  $g_{Z',l}^{\lambda_l} \times g_{Z',l}^{\lambda_l}$ .

Можно заметить ощутимую зависимость ограничений от величины  $\sqrt{s}$  и  $\mathcal{L}_{int}$ .

**Заключение.** В работе предложена методика получения ограничений на физические параметры  $Z'$  для процесса (2). Основой методики является представление дифференциального сечения с тремя вещественными эффективными параметрами. Получены ограничения на физические характеристики  $m_{Z'}$  и  $g_{Z',l}^{\lambda_l} \times g_{Z',l}^{\lambda_l}$  для эксперимента CLIC без учета корреляции.

Для полного анализа, нужно исследовать другие наблюдаемые ( $A_{FB}$ ,  $A_{LR}$  и другие), выполнить комбинированный и модельно-зависимый анализ, учесть влияние корреляции и радиационных поправок.

**Благодарности.** Авторы выражают 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. Workman, R. L. Review of Particle Physics / R. L. Workman et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. – 083C01 (2022). – P. 995-999.
3. Funatsu, S. Fermion pair production at  $e^+e^-$  linear collider experiments in GUT inspired gauge-Higgs unification [Электронный ресурс] / S. Funatsu, Hatanaka H. and other // 2020. – Режим доступа: <https://arxiv.org/pdf/2006.02157.pdf>. – Дата доступа: 05.03.2024.
4. Das, A. Probing the minimal  $U(1)_X$  model at future electron-positron colliders via fermion pair-production channels [Электронный ресурс] / A. Das, P. S. Bhupal Dev, Y. Hosotani, S. Mandal // 2022. – Режим доступа: <https://arxiv.org/pdf/2104.10902.pdf>. – Дата доступа: 15.03.2024.
5. Franceschini, R. Beyond the Standard Model physics at CLIC [Электронный ресурс] / R. Franceschini // 2019. – Режим доступа: <https://arxiv.org/pdf/1902.10125.pdf>. – Дата доступа: 20.03.2024.