The XV-th International School-Conference
The Actual Problems of Microworld Physics,
Minsk, Belarus, 27 August – 3 September, 2023

Limits of CP-conserving Trilinear Gauge Boson vertices in $pp \to W^+W^-$ at CMS LHC

Andreev V.V.[1], Makarenko V.V[2]

[1] Francisk Skorina Gomel State University

[2] Research Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University

Содержание I

1. Трехбозонные вершины $\mathrm{W^+W^-\gamma}$ и $\mathrm{W^+W^-Z}$ вне СМ
2. Каскадный процесс $\mathbf{A + B \to 12 + 34 + X}$
3. Поляризационные состояния $\mathbf{W}$-бозона
4. Методика оценки аномальных параметров трехбозонной вершины
5. Численные оценки аномальных констант
   - Одномерные пределы
   - Двумерные ограничения
   - Трехмерные ограничения
6. Заключение

Целью работы является разработка элементов методики для получения ограничений на аномальные константы трехбозонного $WW\gamma$ и WWZ-взаимодействия в реакции парного рождения с поляризованными $W^{\pm}$-бозонами для протон-протонных столкновений с учетом экспериментальных ограничений на кинематические переменные в эксперименте CMS.

При этом ставится задача изучить возможности получения модельно независимых ограничений на CP-четные параметры $\{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z, \Delta k_\gamma, \lambda_\gamma\}$ лагранжиана трехбозонных ограничений.

Эффекты, выходящие за рамки стандартной модели, могут быть параметризованы модельно независимым способом с помощью эффективных теорий поля. Такой лагранжиан получается из лагранжиана СМ путем добавления неперенормируемых калибровочно-инвариантных операторов с канонической размерностью $D > 4$ [a]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{D\geqslant 4} \sum_{i} \frac{c_i^{(D)}}{\Lambda^{D-4}} \mathcal{O}_i^{(D)} \ . \tag{1.1}$$

[a] Degrande2013

В уравнении (1.1) операторы $\mathcal{O}_k^{(D)}$ задают эффекты новой физики, которые определяются масштабным массовым параметром Λ, намного превышающим электрослабый масштаб. Структуры $\mathcal{O}_i^{(D)}$ умножаются на соответствующие коэффициенты Вильсона $c_i^{(D)}$.

Требование сохранения барионного и лептонного зарядов оставляет в эффективном лагранжиане (1.2) четные степени размерности D

$$\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = \mathcal{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2}\mathcal{O}_i^{(6)} + \sum_i \frac{c_i^{(8)}}{\Lambda^4}\mathcal{O}_i^{(8)} + \cdots . \tag{1.2}$$

Полный список этих операторов, относящихся к калибровочной группе СМ, с соответствующими размерностями и их связи с параметрами (1.4), можно найти в работах[a].

[a] Buchmuller1985,Gilevsky1995,Degrande2013,Chiesa2018

Эффективный лагранжиан (1.2) можно представить в виде [a]

$$\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = \mathrm{i}\, e\, g_{\mathrm{WWV}} \Bigg(g_1^V (W^+_{\mu\nu} W^{-\mu} - W^{+\mu} W^-_{\mu\nu}) V^\nu + k_V W^+_\mu W^-_\nu V^{\mu\nu} +$$
$$+ \frac{\lambda_V}{M_{\mathrm{W}}^2} W^{+\mu\nu} W^{-\rho}_\nu V_{\rho\mu} + \mathrm{i} g_4^V W^+_\mu W^-_\nu (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) +$$
$$+ \mathrm{i} g_5^V \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W^+_\mu \partial_\rho W^-_\nu - \partial_\rho W^+_\mu W^-_\nu) V_\sigma -$$
$$- \tilde{k}_V W^+_\mu W^-_\nu \tilde{V}^{\mu\nu} - \frac{\tilde{\lambda}_V}{M_{\mathrm{W}}^2} W^{+\mu\nu} W^{-\rho}_\nu \tilde{V}_{\rho\mu} \Bigg) . \qquad (1.3)$$

[a] Hagiwara1986,Gounaris1991

В данном выражении: $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$; g_{WWV} определяется вершиной WWV в Стандартной Модели ($g_{\mathrm{WW}\gamma} = -1$, $g_{\mathrm{WWZ}} = c_{\mathrm{w}}/s_{\mathrm{w}}$); $e = \sqrt{4\pi\alpha}$; $s_{\mathrm{w}} = \sin\theta_{\mathrm{W}}$; $c_{\mathrm{w}} = \cos\theta_{\mathrm{W}}$; θ_{W} – угол Вайнберга.

Часть параметров, содержащиеся в (1.3), выражаются через отклонения аномальных констант связи от значений, предсказываемых СМ:

$$\begin{aligned} \Delta g_1^V &= g_1^V - 1 \ , \\ \Delta k_V &= k_V - 1 \ . \end{aligned} \tag{1.4}$$

Остальные параметры лагранжиана (1.3) $g_{4,5}^V$, $\lambda_V, \tilde{\lambda}_V$ и $\tilde{k}_V$ в СМ равны нулю

.

Часто для упрощения выражений используют константы определяемые соотношениями

$$\begin{aligned}
&\Delta g_1^Z \equiv \mathrm{tg}\,\theta_\mathrm{W}\delta_Z\ , \quad \Delta k_\gamma \equiv x_\gamma\ , \\
&\Delta k_Z = \mathrm{tg}\,\theta_\mathrm{W} x_Z + \Delta g_1^Z = \mathrm{tg}\,\theta_\mathrm{W}\left(x_Z + \delta_Z\right)\ , \\
&\lambda_\gamma \equiv y_\gamma\ , \quad \lambda_Z \equiv \mathrm{tg}\,\theta_\mathrm{W} y_Z\ , \\
&\tilde{\lambda}_\gamma \equiv \tilde{y}_\gamma\ , \quad \tilde{\lambda}_Z \equiv \mathrm{tg}\,\theta_\mathrm{W}\tilde{y}_Z\ .
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Лагранжиан (1.3) для $V = Z, \gamma$ зависит от 14 аномальных параметров (формфакторов). Из этих 14 формфакторов шесть сохраняют C- и P-четности, два формфактора (анапольного типа) нарушают как C-, так и P-симметрию. Наконец, оставшиеся шесть формфакторов ответственны за нарушение CP-симметрии.

Дальнейшее уменьшение числа этих параметров достигается путем наложения дополнительных требований симметрии или специальных модельных предположений относительно структуры взаимодействия векторных бозонов.

Так эффективный лагранжиан (1.3), инвариантный относительно преобразований Лоренца, градиентных преобразований $U(1)_{em}$, а также преобразований C- и P-симметрии будет содержать пять параметров Δg_1^Z, Δk_γ, Δk_Z и λ_γ, λ_Z.

Если предположить, что лагранжиан (1.3) инвариантен относительно $SU(2)_L \times U(1)_Y$-преобразований, тогда получим следующие соотношения

$$\begin{aligned}
&\lambda_\gamma = \lambda_Z = \lambda \,, \\
&\tilde{\lambda}_\gamma = \tilde{\lambda}_Z = \tilde{\lambda} \,, \\
&g_4^Z = 0 \,, \quad g_5^Z = 0 \,, \\
&\Delta k_Z = \Delta g_1^Z - \mathrm{tg}^2\,\theta_\mathrm{W}\,\Delta k_\gamma \,, \\
&\Delta g_1^\gamma = 0 \,, \quad g_4^\gamma = 0 \,, \quad g_5^\gamma = 0 \,, \\
&\tilde{k}_Z = -\,\mathrm{tg}^2\,\theta_\mathrm{W}\,\tilde{k}_\gamma \,.
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Можно согласовать лагранжиан (1.2) и (1.3) согласно соотношениям [a]

$$
\begin{aligned}
g_1^Z &= 1 + c_W \frac{M_\mathrm{Z}^2}{2\Lambda^2}, \\
\kappa_Z &= 1 + \left(c_W - c_B \frac{s_\mathrm{w}^2}{c_\mathrm{w}^2}\right) \frac{M_\mathrm{W}^2}{2\Lambda^2}, \\
\lambda_\gamma &= \lambda_Z = c_{WWW} g_\mathrm{w}^2 \frac{3M_\mathrm{W}^2}{2\Lambda^2}, \\
g_4^V &= g_5^V = 0, \\
\tilde{\kappa}_\gamma &= c_{\tilde{W}} \frac{M_\mathrm{W}^2}{2\Lambda^2}, \\
\tilde{\kappa}_Z &= -c_{\tilde{W}} \frac{s_\mathrm{w}^2}{c_\mathrm{w}^2} \frac{M_\mathrm{W}^2}{2\Lambda^2}, \\
\tilde{\lambda}_\gamma &= \tilde{\lambda}_Z = c_{\tilde{W}WW} g_\mathrm{w}^2 \frac{3M_\mathrm{W}^2}{2\Lambda^2}.
\end{aligned}
\tag{1.7}
$$

[a] Chiesa2018,Degrande2013

Дифференциальное сечение процесса адрон-адронного столкновения $A + B \to c + d \to 12 + 34 + \mathrm{X}$ в подходе Дрелла-Яна трансформируется к формуле

$$\mathrm{d}\sigma\left(AB \to 12 + 34 + \mathrm{X}\right) =$$
$$= K \sum_{ab} \frac{1}{1+\delta_{ab}} \int_0^1 \int_0^1 \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 \Big\{ f_{a,A}(x_1, \mu_{\mathbf{F}}) f_{b,B}(x_2, \mu_{\mathbf{F}}) +$$
$$+ f_{b,A}(x_1, \mu_{\mathbf{F}}) f_{a,B}(x_2, \mu_{\mathbf{F}}) \Big\} \sum_{colors} C_{ab}\, \mathrm{d}\sigma\left(ab \to 12 + 34\right) \ , \quad (2.1)$$

где символ $\sum\limits_{colors}$ означает суммирование по всем цветовым степеням свободы, а множитель C_{ab} является результатом усреднения по цветовым индексам начальных партонов a и b.

Величина $\mathrm{d}\sigma\,(ab \to 12 + 34)$ является сечением партонного субпроцесса $ab \to 12 + 34$. Сумма по индексам a и b пробегает все разновидности партонов, присутствующих в адронах и способных реализовать каскадный субпроцесс $ab \to cd \to 12 + 34$.

Величины $x_{1,2}$ определяют какую часть импульса протона несут партоны a и b , а $f_{a,A}(x_1, \mu_{\mathrm{F}})$ и $f_{b,B}(x_2, \mu_{\mathrm{F}})$ - функции распределения неполяризованных партонов a и b в протонах A и B, соответственно. Для учета КХД-поправок вводят так называемый K-фактор, зависящий от бегущей константы сильного взаимодействия α_s.

В уравнении (2.1) параметр $\mu_{\mathbf{F}}$- масштабный множитель (фактор). Величина M_{cd} задает инвариантную массу cd-пары, а $\sqrt{S}$ определяет энергию адронных пучков в системе их центра инерции. Быстрота центра инерции y_{boost} связана с $x_{1,2}$ посредством соотношений

$$x_1 = \sqrt{\tau} e^{y_{boost}}, \qquad x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y_{boost}} \ , \tag{2.2}$$

где значение $\tau = x_1 x_2 = M_{cd}^2/S$ фиксируется вследствие выполнения уравнения

$$s = x_1 x_2 S = M_{cd}^2 \tag{2.3}$$

для энергии $\sqrt{s}$ партонной пары ab в системе центра инерции.

Использование переменных $y_{\mathbf{boost}}$ и τ приводит сечение (2.1) к виду

$$d\sigma\left(A+B\to 12+34+\mathrm{X}\right)=$$
$$=K\sum_{ab}\int\limits_{-Y_{\mathrm{cut}}}^{Y_{\mathrm{cut}}}\mathrm{d}y_{\mathbf{boost}}\int\mathrm{d}\tau\frac{1}{1+\delta_{ab}}\Big\{f_{a,A}(\sqrt{\tau}e^{y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})f_{b,B}(\sqrt{\tau}e^{-y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})+$$
$$+f_{b,A}(\sqrt{\tau}e^{y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})f_{a,B}(\sqrt{\tau}e^{-y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})\Big\}\sum_{colors}C_{ab}\,\mathrm{d}\sigma\left(ab\to 12+34\right)\ . \tag{2.4}$$

Для каскадного процесса

$$ab\to cd\to 12+34\ , \tag{2.5}$$

где частицы c и d являются нестабильными и распадаются по каналам: $c\to 12$ и $d\to 34$ получим формулу для сечения (2.4) в виде

$$\frac{\mathrm{d}\sigma\left(AB \to 12 + 34 + X\right)}{\mathrm{d}M_{cd}\,\mathrm{d}\Omega_c\,\mathrm{d}\Omega_1\,\mathrm{d}\Omega_3} =$$

$$= \frac{2M_{\mathrm{cd}}}{S}\sum_{ab}\int\limits_{\log(\tau_s)}^{-\log(\tau_s)} \mathrm{d}y_{\mathbf{boost}}\Big\{ f_{a,\mathrm{p}}(\tau_s e^{y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})\, f_{b,\mathrm{p}}(\tau_s e^{-y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}}) +$$

$$+ f_{b,\mathrm{p}}(\tau_s e^{y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})\, f_{a,\mathrm{p}}(\tau_s e^{-y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})\Big\} \times$$

$$\times \mathrm{BR}\left(c \to 12\right)\mathrm{BR}\left(d \to 34\right) \times$$

$$\times \frac{1}{(2S_a+1)\,(2S_b+1)}\,\frac{1}{64\pi^2 M_{cd}^2}\,\frac{\beta_{m_c^2,m_d^2}\left(M_{cd}^2\right)}{\beta_{m_a^2,m_b^2}\left(M_{cd}^2\right)}\sum_{colors} C_{ab} \times$$

$$\times \sum_{\lambda_c,\lambda_c'}\sum_{\lambda_d,\lambda_d'}\sum_{\lambda_a,\lambda_b} \mathcal{M}_{\lambda_c,\lambda_d}^{\lambda_a,\lambda_b}(ab \to cd)\,\mathcal{M}^{*\lambda_a,\lambda_b}_{\lambda_c',\lambda_d'}(ab \to cd) \times$$

$$\times \frac{(2S_c+1)}{4\pi}\,\frac{(2S_d+1)}{4\pi}\,A^{c\to 12}_{\lambda_c,\lambda_c'}\left(\theta_1,\phi_1\right)A^{d\to 34}_{\lambda_d,\lambda_d'}\left(\theta_3,\phi_3\right)\ . \qquad (2.6)$$

В формуле (2.6) введены следующие обозначения

$$\beta_{ij} = \beta_{m_i^2, m_j^2}\left(M_V^2\right) = \sqrt{\left(1 - \frac{m_i^2 + m_j^2}{M_V^2}\right)^2 - \frac{4 m_i^2 m_j^2}{M_V^4}} =$$

$$= \sqrt{1 + \frac{\left(m_i^2 - m_j^2\right)^2}{M_V^4} - 2\frac{\left(m_i^2 + m_j^2\right)}{M_V^2}} =$$

$$= \sqrt{1 + \left(x_i^2 - x_j^2\right)^2 - 2\left(x_i^2 + x_j^2\right)}\ , \qquad (2.7)$$

$$\beta_i = \beta_{i,i} = \sqrt{1 - 4x_i^2}\ , \quad x_i = \frac{m_i}{M_V}\ .$$

Матрица $A^{c\to 12}_{\lambda_c,\lambda'_c}(\theta_1,\phi_1)$ определяется соотношением

$$A^{c\to 12}_{\lambda_c,\lambda'_c}(\theta_1,\phi_1) = \left(\int\limits_{(4\pi)} \sum_{\lambda_c,\lambda_1,\lambda_2} \left| \mathcal{M}^{\lambda_c}_{\lambda_1,\lambda_2}(c\to 12) \right|^2 \frac{\mathrm{d}\Omega_1}{4\pi} \right)^{-1} \times$$

$$\times \sum_{\lambda_1,\lambda_2} \mathcal{M}^{\lambda c}_{\lambda_1,\lambda_2}(c\to 12)\mathcal{M}^{*\lambda'_c}_{\lambda_1,\lambda_2}(c\to 12)\ . \qquad (2.8)$$

Матрица $A^{d}_{\lambda_d,\lambda'_d}(\theta_3,\phi_3)$ определяется аналогичным (2.8) соотношением

$$A^{d\to 34}_{\lambda_d,\lambda'_d}(\theta_3,\phi_3) = \left(\int\limits_{(4\pi)} \sum_{\lambda_d,\lambda_3,\lambda_4} \left|\mathcal{M}^{\lambda_d}_{\lambda_3,\lambda_4}(d\to 34)\right|^2 \frac{\mathrm{d}\Omega_3}{4\pi}\right)^{-1} \times$$

$$\times \sum_{\lambda_3,\lambda_4} \mathcal{M}^{\lambda_d}_{\lambda_3,\lambda_4}(d\to 34)\mathcal{M}^{*\lambda'_d}_{\lambda_3,\lambda_4}(d\to 34)\ . \qquad (2.9)$$

Частицы a, b, c, d и $1, 2, 3, 4$ характеризуются 4-импульсами p_a, p_b, p_c, p_d и k_1, k_2, k_3, k_4, а также спиральностями (проекциями спина) λ_a, λ_b, λ_c, λ_d и λ_1, λ_2, λ_3, λ_4, соответственно.

Запишем сечение (2.6) применительно к каскадным процессам вида

$$\mathrm{pp} \to \mathrm{W^-W^+ + X} \to \mathrm{F_1\bar{F}_2 + F_3\bar{F}_4 + X}\ , \qquad (2.10)$$

где F_i- фермион спина $1/2$.

В предположении, что реакция (2.10) происходит только за счет кварк-антикварковой аннигиляции и используя (2.6), получим

$$\frac{\mathrm{d}\sigma\left(\mathrm{pp}\to \mathrm{F}_1\bar{\mathrm{F}}_2+\mathrm{F}_3\bar{\mathrm{F}}_4+\mathrm{X}\right)}{\mathrm{d}M_{\mathrm{WW}}\,\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{W}}\,\mathrm{d}\Omega_1\,\mathrm{d}\Omega_3}=$$

$$=\frac{2M_{\mathrm{WW}}}{3\,S}\sum_{ab}\int\limits_{\log(\tau_s)}^{-\log(\tau_s)}\mathrm{d}y_{\mathbf{boost}}\Big\{f_{a,\mathrm{p}}(\tau_s e^{y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})f_{b,\mathrm{p}}(\tau_s e^{-y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})+$$

$$+f_{b,\mathrm{p}}(\tau_s e^{y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})f_{a,\mathrm{p}}(\tau_s e^{-y_{\mathbf{boost}}},\mu_{\mathbf{F}})\Big\}\mathrm{BR}\left(\mathrm{W}^-\to \mathrm{F}_1\bar{\mathrm{F}}_2\right)\mathrm{BR}\left(\mathrm{W}^+\to \mathrm{F}_3\bar{\mathrm{F}}_4\right)\times$$

$$\times\frac{1}{(16\pi)^2\,M_{\mathrm{WW}}^2}\frac{\beta_{M_{\mathrm{W}}^2,M_{\mathrm{W}}^2}\left(M_{\mathrm{WW}}^2\right)}{\beta_{m_a^2,m_b^2}\left(M_{\mathrm{WW}}^2\right)}\times$$

$$\times\sum_{\tau_1,\tau_1'}\sum_{\tau_2,\tau_2'}\sum_{\lambda_a,\lambda_b}\mathcal{M}_{\tau_1,\tau_2}^{\lambda_a,\lambda_b}(\mathrm{q}_a\mathrm{q}_b\to \mathrm{W}^-\mathrm{W}^+)\mathcal{M}_{\tau_1',\tau_2'}^{*\lambda_a,\lambda_b}(\mathrm{q}_a\mathrm{q}_b\to \mathrm{W}^-\mathrm{W}^+)\times$$

$$\times\left(\frac{3}{4\pi}\right)^2 A_{\tau_1,\tau_1'}^{\mathrm{W}^-\to \mathrm{F}_1\bar{\mathrm{F}}_2}\left(\theta_1,\phi_1\right)A_{\tau_2,\tau_2'}^{\mathrm{W}^+\to \mathrm{F}_3\bar{\mathrm{F}}_4}\left(\theta_3,\phi_3\right)\ . \qquad (2.11)$$

где τ_1, τ_2- спиральности W^- и W^+-бозонов соответственно;
λ_i - пуанкаре-инвариантные спиральности фермионов F_i $(i = 1, 2, 3, 4)$.

Важными особенностями вычислительного процесса является применение улучшенного приближения узкой ширины для промежуточных $W^{\pm}$-бозонов и использование пуанкаре-инвариантных спиральности для конечных фермионов.

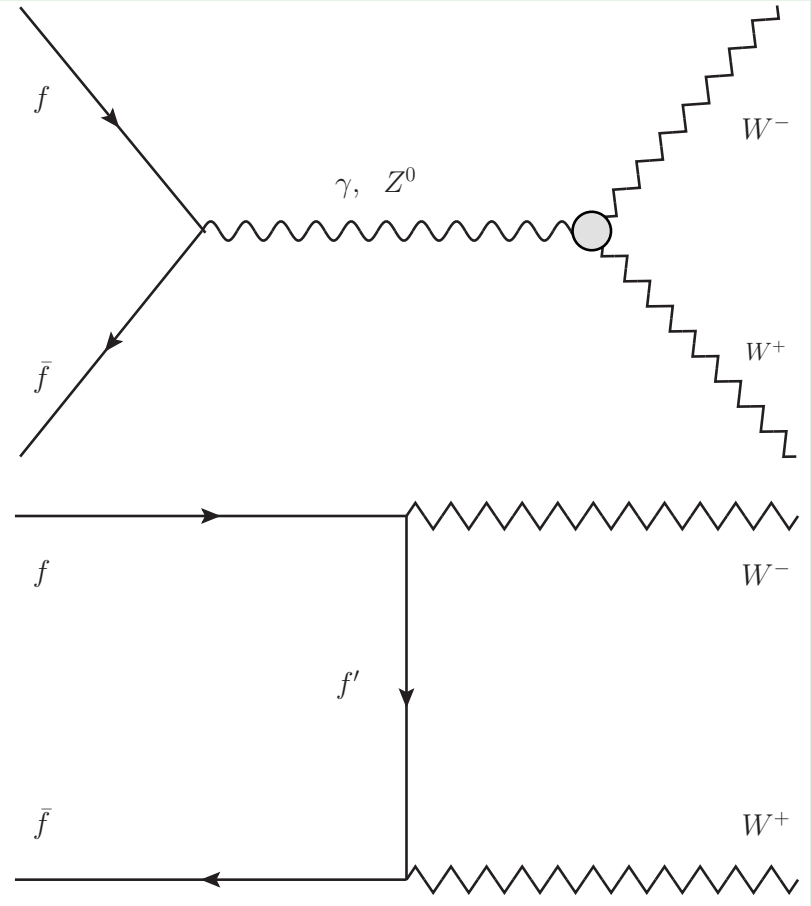


Рисунок 1: Диаграммы Фейнмана для субпроцесса кварк-антикварковой аннигиляции

Распределение по инвариантной массе M_{WW} получается посредством интегрирования по всем угловым переменным с учетом возможных кинематических ограничений

$$\frac{\mathrm{d}\sigma\left(\mathrm{pp} \to \mathrm{F}_1\bar{\mathrm{F}}_2 + \mathrm{F}_3\bar{\mathrm{F}}_4 + \mathrm{X}\right)}{\mathrm{d}M_{\mathrm{WW}}} = \int \mathrm{d}\Omega_c\,\mathrm{d}\Omega_1\,\mathrm{d}\Omega_3 \frac{\mathrm{d}\sigma\left(\mathrm{pp} \to \mathrm{F}_1\bar{\mathrm{F}}_2 + \mathrm{F}_3\bar{\mathrm{F}}_4 + \mathrm{X}\right)}{\mathrm{d}M_{\mathrm{WW}}\,\mathrm{d}\Omega_c\,\mathrm{d}\Omega_1\,\mathrm{d}\Omega_3}. \tag{2.12}$$

Вычисления матричных элементов и их билинейных комбинаций каскадного процесса (2.10) выполнено с помощью оригинальной методики, предложенной в работе [a].

[a] Andreev2021d

В работе проведен расчет (2.12) с учетом для поляризационных состояний W-бозонов с учетом кинематических ограничений установки CMS.

Задача выделения поляризационных состояний W-бозонов в каскадных процессах является необходимым условием. В частности, хорошо известно, что сечение реакции рассеяния с продольно поляризованными W-бозонами при возрастании энергии увеличивается, что делает такие спиновые состояния чувствительным к отклонениям от СМ.

Основной метод выделения поляризационных состояний известен уже давно: каждая из трех поляризаций реальных W-бозонов приводит к определенному распределению распада заряженных лептонов. Однако, имеется несколько проблем для решения задачи разделения поляризаций в каскадных процессах:

- В улучшенном приближении узкой ширины распады W-бозонов отдельных поляризаций интерферируют между собой. Эти интерференционные вклады исчезают только тогда, когда выполняется интегрирование по азимутальному углу конечного лептона. Однако экспериментальные ограничения часто не могут дать необходимую информацию во всем угловом диапазоне.
- За немногими исключениями, процессы образования электрослабых бозонов описываются амплитудами с нерезонансными диаграммами. Такие диаграммы не включают два промежуточных векторных бозона, и определение соответствующих поляризаций не имеет смысла. Однако эти диаграммы необходимы для калибровочной инвариантности, и ими нельзя пренебрегать в многих случаях.
- Методика извлечения поляризационных мод зависит от ориентации осей в системе покоя W-бозона.

В настоящее время имеется несколько способов решения этих проблем, представленных в работах [a].

[a] Ballestrero2017,Denner2020 и др.

В каскадных процессах с рождением пары W-бозонов возможны 9 различных возможных комбинаций. Однако, при экспериментальном анализе обычно левый и правый вклады одиночного векторного бозона объединяются посредством когерентной суммы в поперечный вклад, который также включает левый-правый интерференционный член. В итоге у нас остаются четыре различных комбинации продольных (L) и поперечных (T) мод, для выделения которых в сечении нами введен набор ортогональных функций.

Возможен также вариант, когда один W- бозон является неполяризованным (включает сумму всех поляризационных мод), другой W- бозон имеет фиксированное состояние поляризации (L или T).

Самая важная причина для изучения распределений θ_ℓ^* и ϕ_ℓ^* заключается в возможности аналитически выделить доли поляризации из неполяризованного распределения.

В древесном приближении угловое распределение лептона ℓ, возникающим при распаде W^+-бозона

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_\ell^*\,\mathrm{d}\phi_\ell^*\,\mathrm{d}X} =$$
$$= \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}X}\frac{3}{16\pi}\Big[(1+\cos^2\theta_\ell^*) + (A_0/2)(1-3\cos^2\theta_\ell^*) + A_1\sin 2\theta_\ell^*\,\cos\phi_\ell^* +$$
$$+(A_2/2)\sin^2\theta_\ell^*\,\cos 2\phi_\ell^* + A_3\sin\theta_\ell^*\,\cos\phi_\ell^* + A_4\cos\theta_\ell^* +$$
$$+A_5\sin^2\theta_\ell^*\,\sin 2\phi_\ell^* + A_6\sin 2\theta_\ell^*\,\sin\phi_\ell^* + A_7\sin\theta_\ell^*\,\sin\phi_\ell^*\Big], \qquad (3.1)$$

где X- набор кинематических переменных, независимых от θ_ℓ^* и ϕ_ℓ^*.

Коэффициенты A_i представляют собой скалярные величины, связанные с поляризацией рожденного W-бозона и зависящие от переменной X. Если доступен полный диапазон ϕ_ℓ^*, то интерференция исчезает после интегрирования по азимутальному углу и получаем, что

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\theta_\ell^*\,\mathrm{d}X} = \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}X} \times$$
$$= \times\frac{3}{8}\left[2f_{\mathrm{L}}^{W^\pm}\sin^2\theta_\ell^* + f_-^{W^\pm}(1\pm\cos\theta_\ell^*)^2 + f_+^{W^\pm}(1\mp\cos\theta_\ell^*)^2\right], \quad (3.2)$$

где уже учтено, что W^+ и W^- имеют различные угловые распределения.

Таким образом, дифференциальные распределения по углам распада лептонов, вычисленные в соответствующей системе покоя W-бозона напрямую отражают моды поляризации распавшегося векторного бозона.

Существует, правда, неопределенность, связанная с выбором системы координат, в которой определяются лептонные угловые переменные. Как правило, используют два выбора систем координат:так называемый спиральный выбор и система координат Коллинза-Сопера.

В работе [a] показано, что поляризационные наблюдаемые в системе координат Коллинза-Сопера, имеют “плохое” поведение, такие как отрицательные фракции и неубывающая продольная фракция при больших значениях поперечного импульса. Тогда, как в системе спиральности, все коэффициенты f положительны, а продольная компонента уменьшается с увеличением поперечного импульса векторных бозонов в соответствии с теоремой эквивалентности.

[a] Baglio2018

Поэтому в наших вычисления используется спиральная схема для системы координат.

Будем исходить из предположения о том, что результаты будущих экспериментов по измерению сечения процессов с аномальными параметрами $W^{\pm}$-бозонов согласуются с предсказаниями СМ в пределах ожидаемой точности измерений.

Тогда, для оценки аномальных констант использования χ^2-функции вида

$$\chi^2(\mathbf{\Omega}) = \left(\frac{N^{anom}(\mathbf{\Omega}) - N^{SM}}{\delta N^{SM}}\right)^2 \tag{4.1}$$

где $\mathbf{\Omega} = \{\Omega_1, \ldots, \Omega_r\}$ – набор модельных параметров (в нашем случае аномальные константы трехбозонного взаимодействия)

.

Если в качестве аномальных параметров использовать набор $\mathbf{\Omega}$, для которого при отсутствии эффектов вне СМ константы задаются нулевыми значениями, тогда неравенство

$$\chi^2(\mathbf{\Omega}) \leqslant \Delta\chi^2_{\mathrm{crit}} \tag{4.2}$$

задает область аномальных параметров трехбозонных взаимодействий с вероятностным содержанием $\mathrm{C.L.}$

Значение $\Delta\chi^2_{\mathrm{crit}}$ определяется задаваемым уровнем достоверности ($\mathrm{C.L.}$) и числом параметров, входящих в набор $\mathbf{\Omega}$. Для случая $\mathrm{C.L.} = 95\ \%$ можно найти: если число параметров равно 1, 2 и 3, то величина $\Delta\chi^2_{\mathrm{crit}} \approx 3{,}84$, $5{,}99$ и $7{,}82$, соответственно (см., например, [a]).

[a] PDBook

При расчетах все партоны-кварки считаются массивными. Числовые значения взяты из [a]. Массы и ширины векторных бозонов принимаем равными [b]:

$$
\begin{aligned}
&M_{\mathrm{W}} = 80{,}379 \text{ ГэВ}\,, \quad \Gamma_{\mathrm{W}} = 2{,}0850 \text{ ГэВ}\,,\\
&M_{\mathrm{Z}} = 91{,}1876 \text{ ГэВ}\,, \quad \Gamma_{\mathrm{Z}} = 2{,}4952 \text{ ГэВ}\,,\\
&\mathrm{BR}\left(\mathrm{W}^- \to e^-\bar{\nu}_e\right) = 10{,}71\ \%\,, \quad \mathrm{BR}\left(\mathrm{W}^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\right) = 10{,}63\ \%\,,\\
&\mathrm{BR}\left(\mathrm{W}^+ \to q\bar{q}\right) = 67{,}41\ \%\,.
\end{aligned}
\tag{4.3}
$$

[a] pdg2020
[b] pdg2020

Функции распределения партонов (PDF) передаются в программу через интерфейс `ManeParse` [a]. В расчетах адронных сечений используются PDF-файлы коллаборации `NNPDF`, вычисленные с $\alpha_s(\mathrm{M_Z}) = 0{,}118$ (набор “NNPDF40-lo-as-01180”) [b].

[a] `Clark2016`
[b] `NNPDF2021`

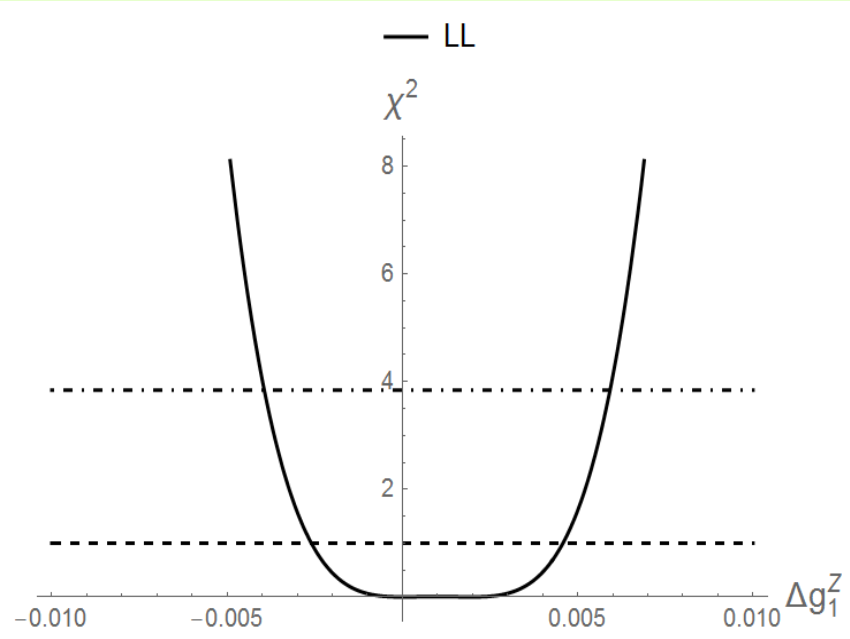
Оценку аномальных констант проведем для двух наборов: для набора $\mathbf{\Omega} = \{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z, \Delta k_\gamma, \lambda_\gamma\}$, определяемый соотношениями (так называемая LEP параметризация) и связанного с ним EFT набором

$$\frac{c_W}{\Lambda^2}, \quad \frac{c_B}{\Lambda^2}, \quad \frac{c_{WWW}}{\Lambda^2} \ . \tag{5.1}$$

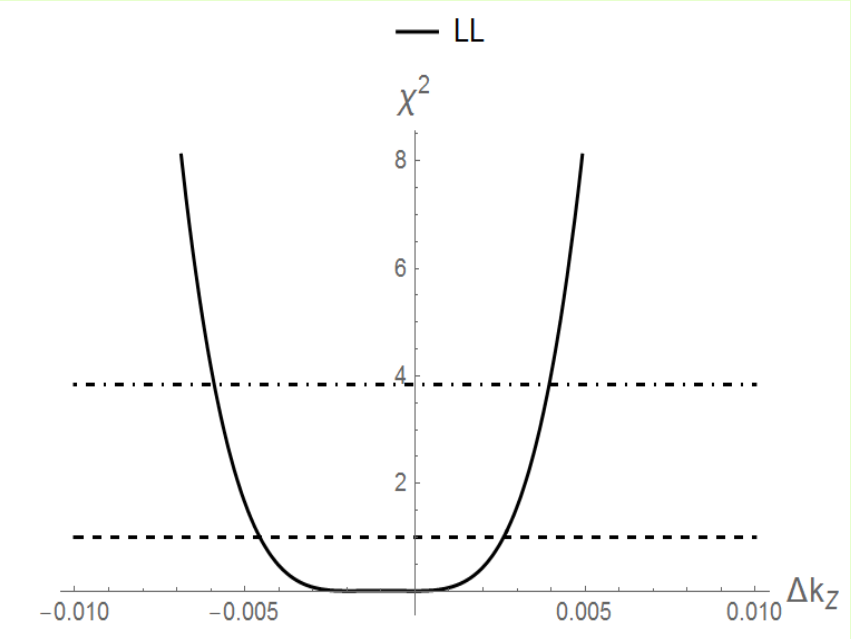
Эти наборы линейно независимых параметров, остаются в эффективном лагранжиане трехбозонных взаимодействий при условии инвариантности относительно преобразований Лоренца, градиентных преобразований $U(1)_{em}$, а также преобразований CP-симметрии.

Ограничения получим с учетом экспериментальных “катов” для различных поляризационных состояниях W-бозонов (варианты “LL”, “LT+TL” и “TT”).

Доверительные интервалы для отдельных аномальных параметров строятся с явной фиксацией остальных равных нулю. Процедура получения ограничений представлена на рисунках 2, 3 и 4.

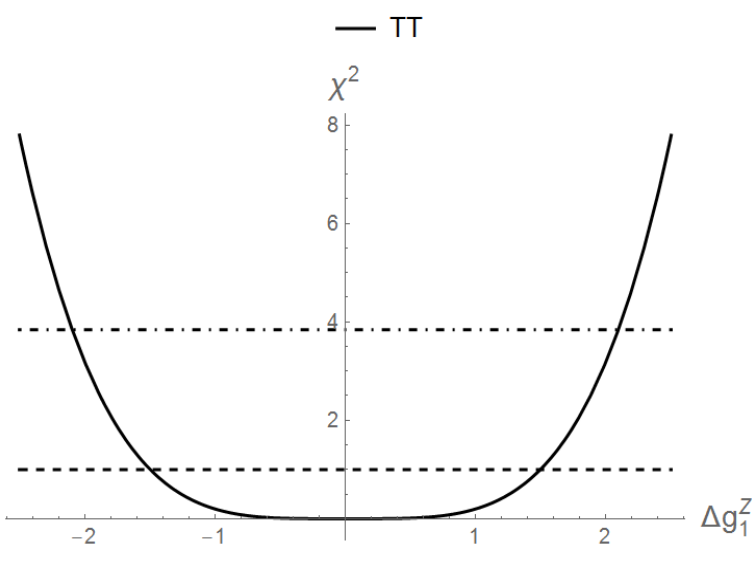


а)

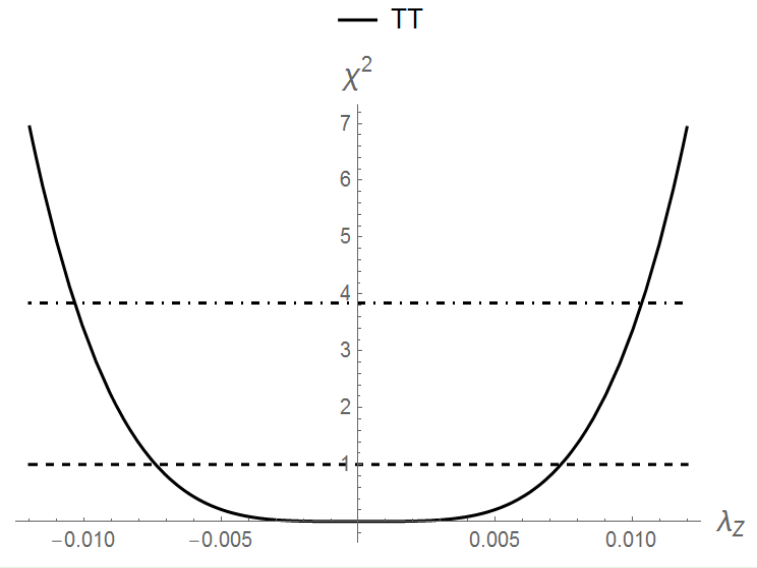


б)

Рисунок 2: Поведение χ^2-функции одномерных ограничений для продольно поляризованных W-бозонов: а) функция $\chi^2\left(\Delta g_1^Z\right)$; б) функция $\chi^2\left(\Delta k_Z\right)$

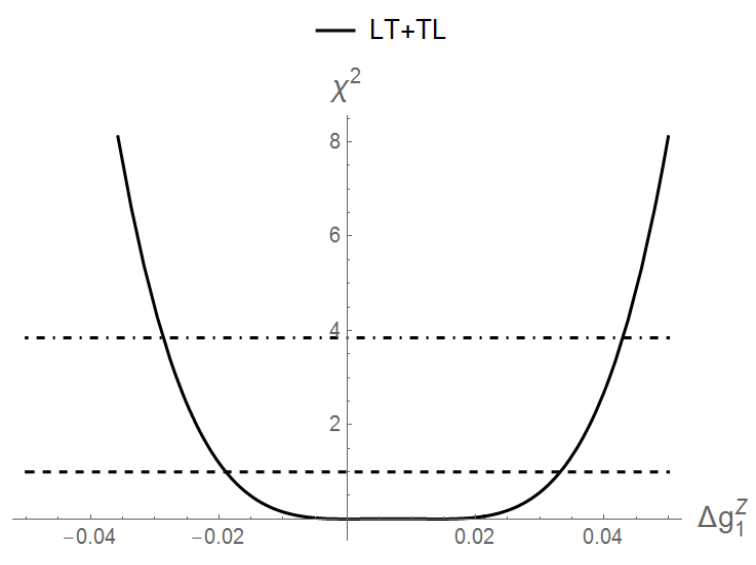


а)

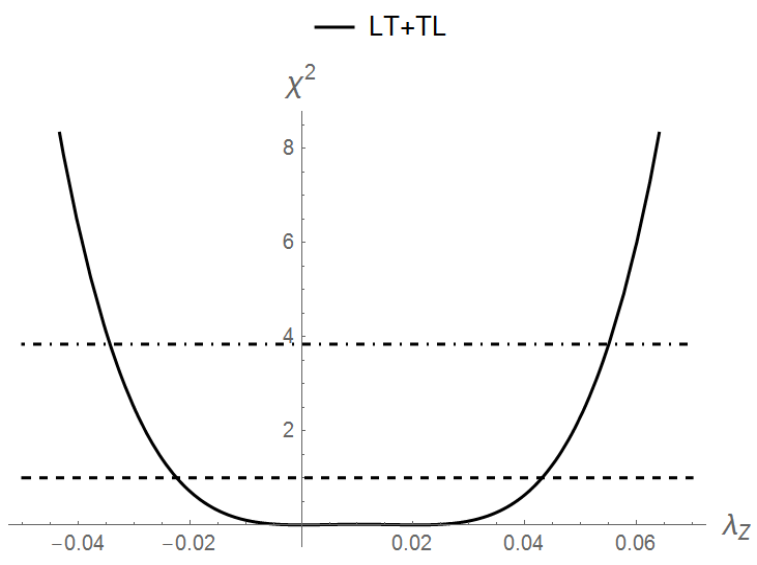


б)

Рисунок 3: Поведение χ^2-функции одномерных ограничений для поперечно поляризованных W-бозонов: а) функция $\chi^2\left(\Delta g_1^Z\right)$; б) функция $\chi^2\left(\lambda_Z\right)$



а)



б)

Рисунок 4: Поведение χ^2-функции одномерных ограничений для TL+LT-состояний W-бозонов: а) функция $\chi^2\left(\Delta g_1^Z\right)$; б) функция $\chi^2\left(\lambda_Z\right)$

Значения одномерных пределов параметров при $\mathrm{C.L.} = 95\ \%$ для LEP и EFT параметризаций, приведены в таблицах 1, 2. Знак "———" означает, что данный канал не чувствителен к данному аномальному параметру (не зависит от него).

Сравнительный анализ показывает, что LL-состояние W-бозонов дает наиболее строгие ограничения, по сравнению с вариантами с $\mathrm{LT} + \mathrm{TL}$ и TT состояниями для аномальных параметров Δk_Z и Δg_1^Z. Различие в оценках аномальных параметров достигает $\sim (90 - 100)\ \%$. Наиболее строгие ограничения параметра λ_Z проявляются в TT-канале распада W-бозонов.

Таблица 1: Одномерные ограничения для трех CP-четных аномальных констант связи трехбозонных взаимодействий в LEP параметризации

C.L.	Канал	λ_Z	Δg_1^Z	Δk_Z
95 %	LL	————	$[-0{,}0039,\ 0{,}0059]$	$[-0{,}0059, 0{,}0039]$
	LT + TL	$[-0{,}0344, 0{,}0551]$	$[-0{,}0287,\ 0{,}0429]$	$[-0{,}0397, 0{,}0343]$
	TT	$[-0{,}0104, 0{,}0104]$	$[-2{,}0946,\ 2{,}0949]$	————

Таблица 2: Одномерные ограничения для трех CP-четных аномальных констант связи трехбозонных взаимодействий в EFT параметризации

C.L.	Канал	$\frac{c_{WWW}}{\Lambda^2}$, ТэВ$^{-2}$	$\frac{c_B}{\Lambda^2}$, ТэВ$^{-2}$	$\frac{c_W}{\Lambda^2}$,ТэВ$^{-2}$
95 %	LL	————	$[-4{,}25,\ \ 6{,}35]$	$[-4{,}23, 6{,}46]$
	LT + TL	$[-8{,}32, 13{,}34]$	$[-36{,}92,\ 42{,}76]$	$[-10{,}64, 17{,}06]$
	TT	$[-2{,}51, 2{,}51]$	————	$[-503{,}80, 503{,}88]$

Для одновременного извлечения пределов для двух аномальных трехбозонных параметров формируется функция χ^2 двух параметров, при этом для третьего фиксируется значение СМ, равное нулю.

Однако, в случае реакции с $\mathrm{W_L W_T}$-бозонами сечение реакции эффективно зависит от двух комбинаций аномальных параметров $\Delta k_\gamma + \lambda_\gamma$ и $\Delta g_1^Z + \Delta k_Z + \lambda_Z$. Это позволяет получить двумерные ограничения на эти комбинации этих параметров, которые отображены на рисунке 5.

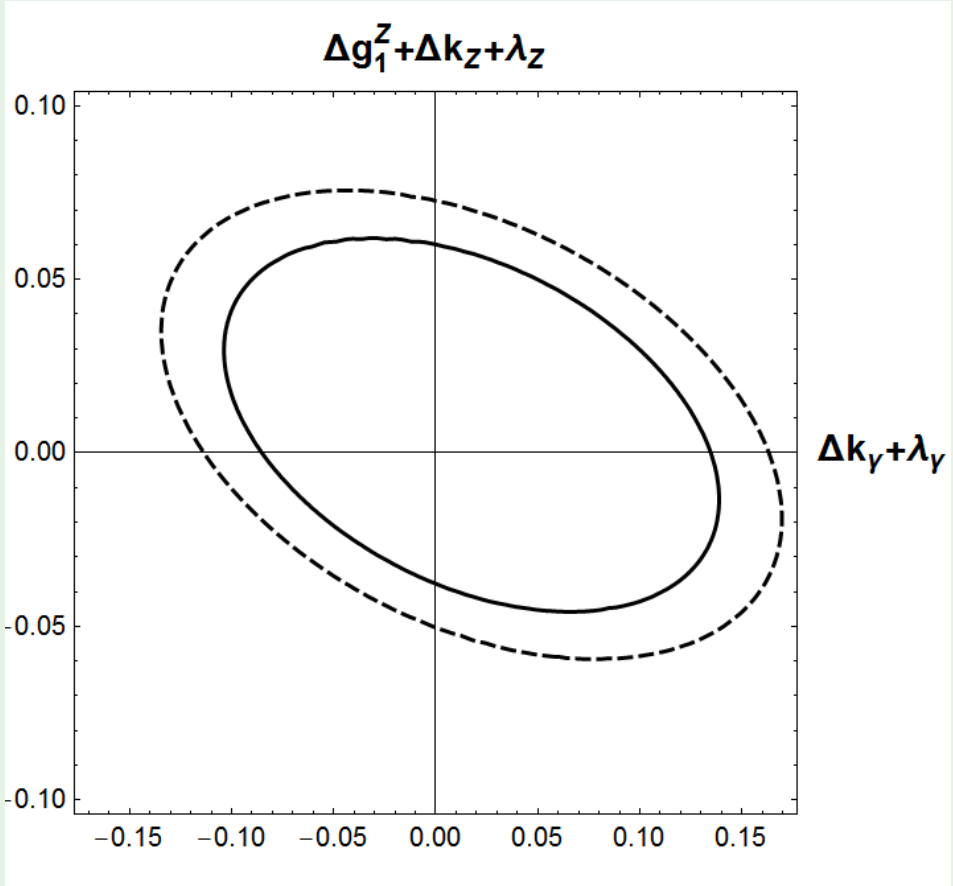
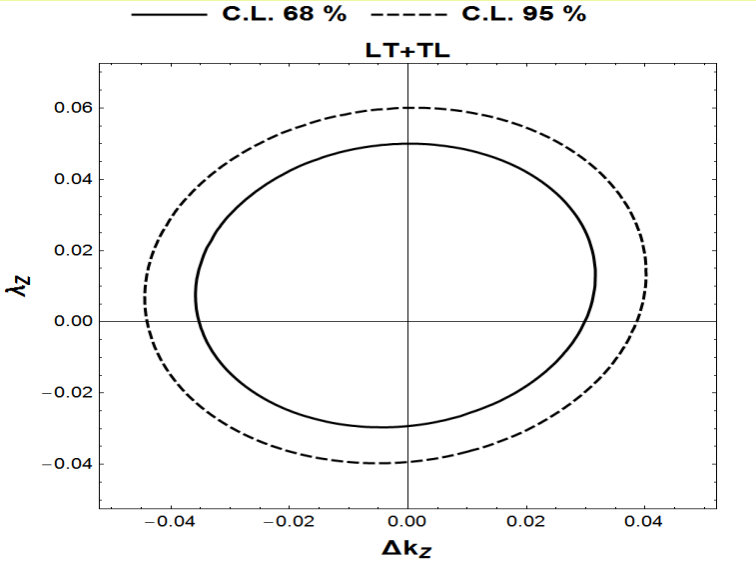


Рисунок 5: Двумерные ограничения параметров при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и C.L.=68, 95 % в реакции с $\mathrm{W_L W_T}$-бозонами



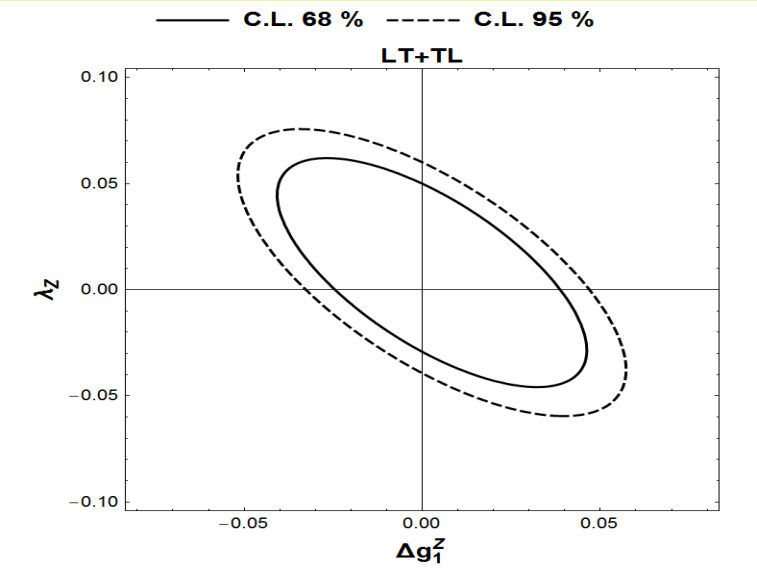
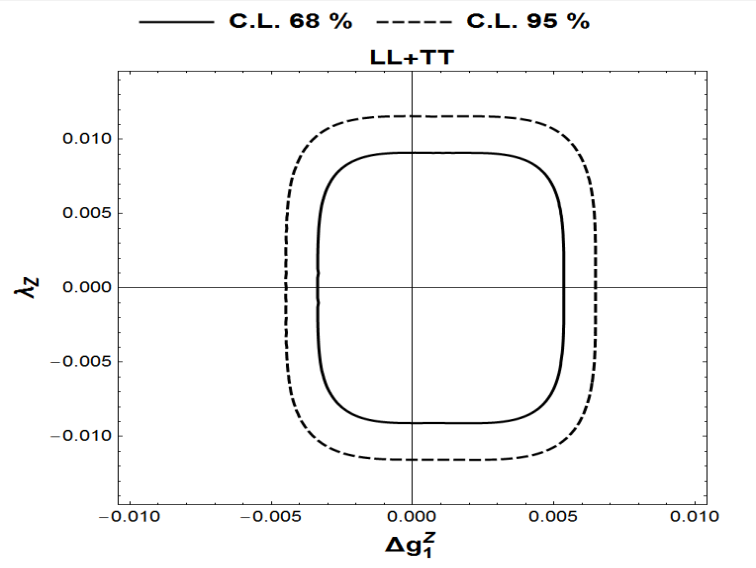


Рисунок 6: Двумерные ограничения в в реакции с $\mathrm{W_L W_T}$-бозонами для LEP параметризации при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и $\mathrm{C.L.}$=68 % и 95 %



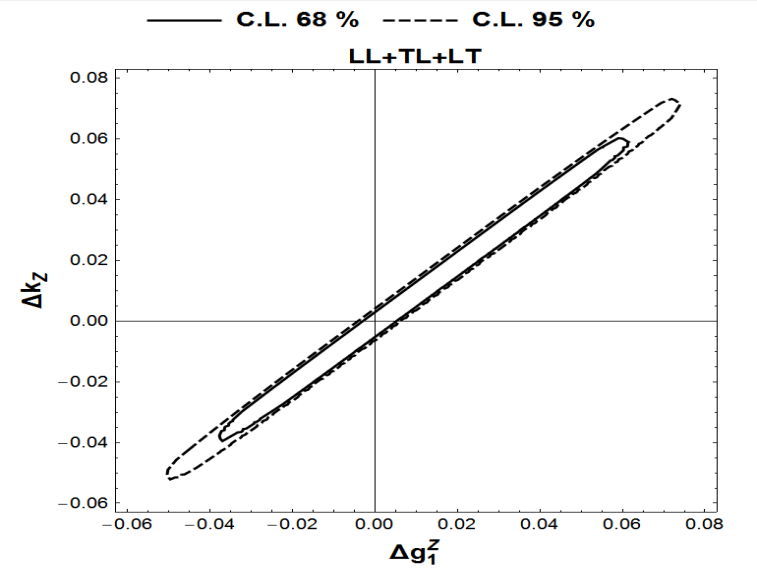


Рисунок 7: Двумерные ограничения для LEP параметризации при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и C.L.=68 % и 95 %

Двумерные ограничения на попарные комбинации параметров строятся при 68 % и 95 % $\mathrm{C.L.}$ для LEP параметризации. Пределы представлены в виде контуров в пространстве параметров соответствующих параметров, показанных на рисунках 6–7(слева). В дополнение к контурам с $\mathrm{C.L.}$ 95 % , также отображены контуры с $\mathrm{C.L.}$ 68 %.

Как следует из рисунков 6(справа) и 7(слева), для пары аномальных параметров Δg_1^Z и λ_Z комбинация поляризационных наблюдаемых с $\mathrm{W_T W_T} + \mathrm{W_L W_L}$-бозонами дает более строгие ограничения (почти на порядок) по сравнению с $\mathrm{W_L W_T} + \mathrm{W_T W_L}$ вариантом.

Рисунок 7(справа) иллюстрирует возможности поляризационных наблюдаемых для ограничения пары аномальных параметров Δg_1^Z и Δk_Z.

Трехмерные ограничения на попарные комбинации параметров строятся при $\Delta\chi^2 = 3{,}53$ и $\mathrm{C.L.}$ 68 % для LEP параметризации.

Из рисунков 10 и 9 следует, что комбинация данных для LL и TT-каналов позволяет получить модельно независимые ограничения на CP-четные параметры $\mathbf{\Omega} = \left\{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z, \Delta k_\gamma, \lambda_\gamma\right\}$ лагранжиана трехбозонных ограничений.

Двумерные ограничения аномальных параметров $\Delta k_\gamma + \lambda_\gamma$ и $\Delta g_1^Z + \Delta k_Z + \lambda_Z$, которые отображены на рисунке 5 также дополняют набор модельно независимых ограничений.

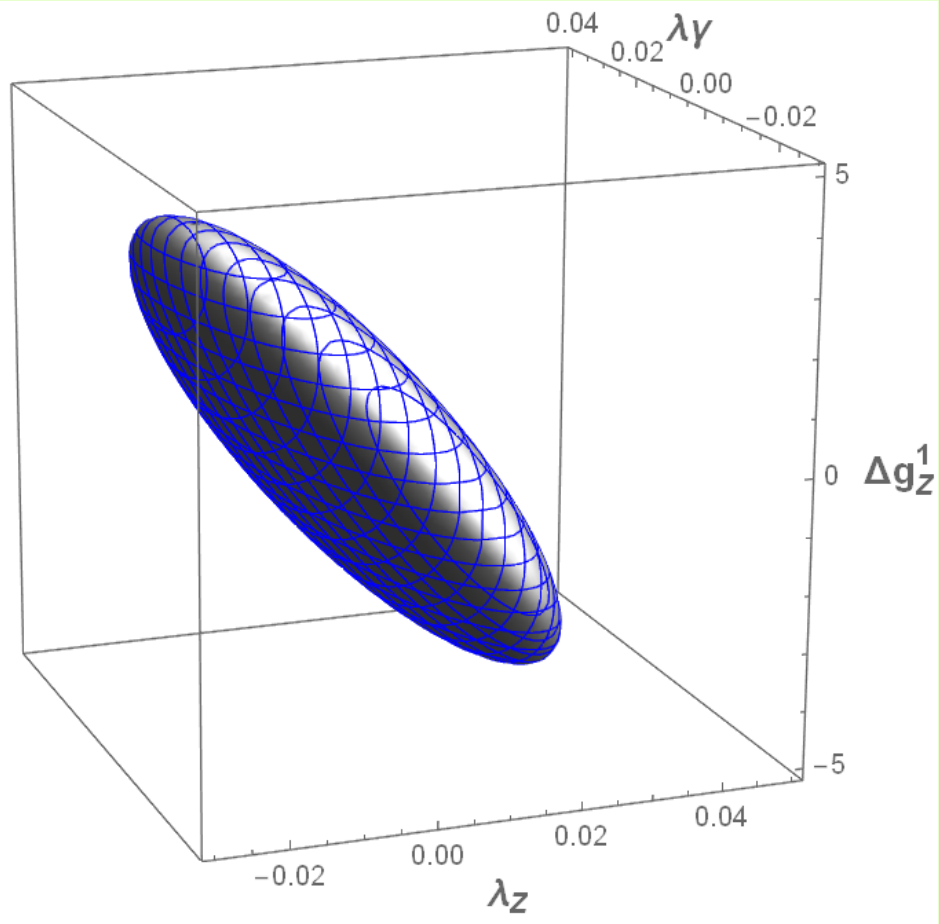


Рисунок 8: Трехмерные ограничения параметров при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и C.L.=68 % в реакции с поперечно поляризованными W-бозонами

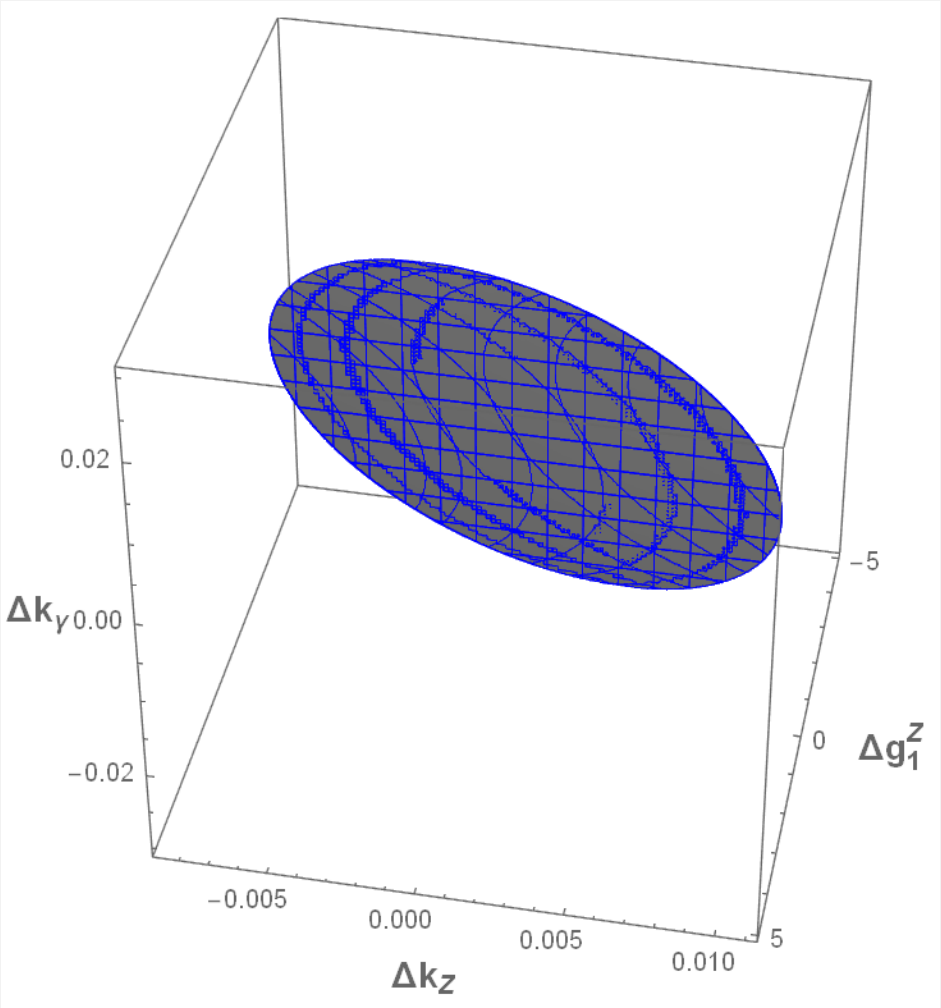


Рисунок 9: Трехмерные ограничения параметров при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и C.L.=68 % в реакции с продольно поляризованными W-бозонами

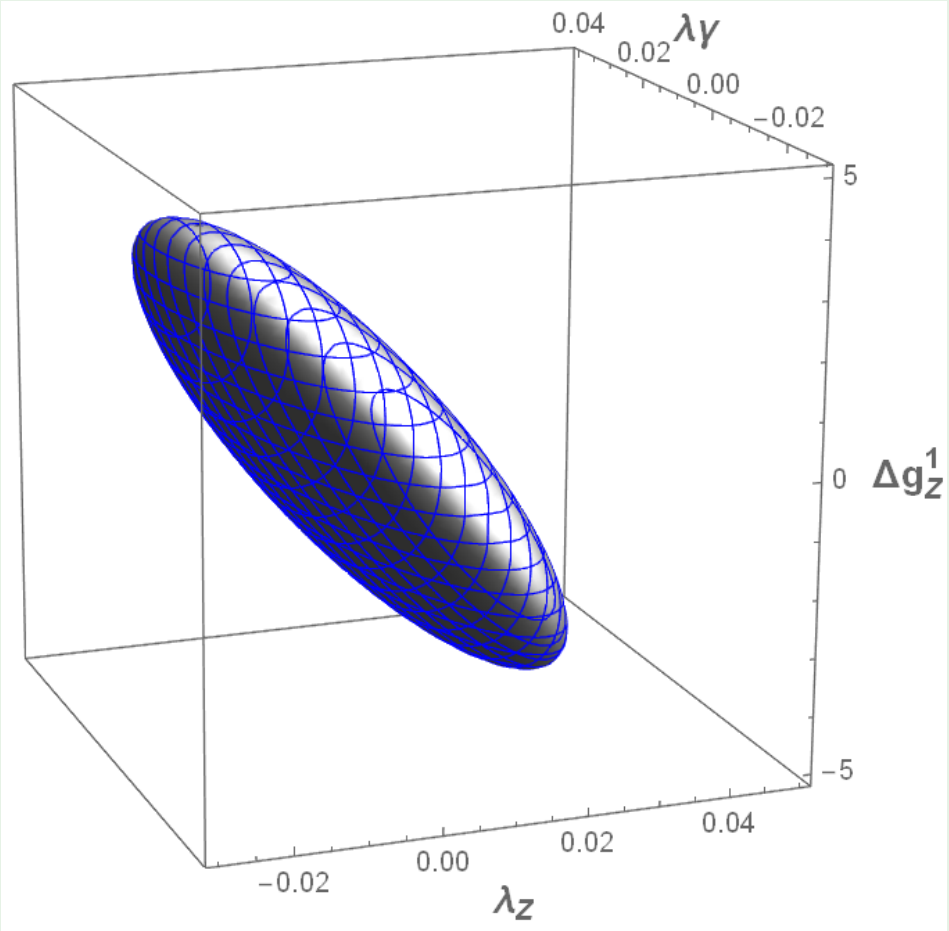


Рисунок 10: Трехмерные ограничения параметров при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и C.L.=68 % в реакции с поперечно поляризованными W-бозонами

В работе получены возможные одномерные, двухмерные и трехмерные ограничения на аномальные константы трехбозонного $\mathrm{WW}\gamma$ и WWZ-взаимодействия в реакции парного рождения с поляризованными $\mathrm{W}^{\pm}$-бозонов для протон-протонных столкновений с учетом экспериментальных ограничений на кинематические переменные в эксперименте CMS.

Установлено то, что использование поляризационных наблюдаемых позволяет найти ограничения на все CP-четные константы модельно независимым образом.

Спасибо

Спасибо слушателей за внимание! Спасибо организаторам за поддержку и гостеприимство!