

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ВКЛАДЫ В НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТРЕХБОЗОННЫЕ ВЕРШИНЫ КАК ИНСТРУМЕНТ ОГРАНИЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ 2HDM

Е. Ю. Солдатов, Д. С. Калашиников***

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Представлен метод ограничения параметров конкретных теоретических моделей с использованием модельно-независимых экспериментальных ограничений на вершинные функции. Приведена апробация данного метода на примере модели 2HDM (Two-Higgs Doublet Model). Получены ограничения на параметры модели 2HDM на основе современных экспериментальных пределов на коэффициенты вершинной функции f_Z^4 .

This paper presents a method for constraining the parameters of specific theoretical models using model-independent experimental constraints on vertex couplings. The method was tested using the 2HDM (Two-Higgs Doublet Model) model as an example. Constraints on the model parameters are obtained based on experimental data on the coupling parameter f_Z^4 .

PACS: 14.70.Np; 14.80.Bn; 29.27.-a

ВВЕДЕНИЕ

Современные эксперименты в области физики элементарных частиц, подобные тем, что проводятся на Большом адронном коллайдере (БАК), производят огромный массив модельно-независимых данных, которые могут быть использованы для проверки и ограничения расширений Стандартной модели (СМ). Прямые поиски новой физики в экспериментах на БАК дают отрицательные результаты: по-прежнему не исключены только очень нетривиальные конечные состояния [1]. Учитывая тот факт, что значительного увеличения энергии столкновений на БАК не ожидается, результаты прямого поиска можно считать практически окончательными. Напротив, косвенные поиски в настоящее время имеют большой потенциал. В рамках косвенных поисков любое отклонение во взаимодействиях уже известных частиц от значений СМ можно рассматривать в контексте модельно-независимых подходов, расширяя лагранжиан СМ дополнительными слагаемыми [2].

Одной из популярных моделей-кандидатов на роль расширения СМ является модель двух хиггсовских дублетов (2HDM) [3]. Она расширяет

* E-mail: EYSoldatov@mephi.ru

** E-mail: DSKalashnikov@mephi.ru

СМ за счет введения дополнительного скалярного дублета. Эта модель предлагает более богатый спектр частиц, что делает ее привлекательной для исследования феноменологии за пределами СМ.

Новые частицы модели 2HDM могут приводить к появлению нейтральных бозонных вершин, таких как $Z\gamma\gamma$, $ZZ\gamma$ и ZZZ , отсутствующих в СМ на древесном уровне. Вероятность появления других вершин, таких как ZWW , по сравнению с величиной, предсказываемой СМ, также возрастет из-за эффектов расширения СМ. Поиски таких аномальных вершин имеют высокий приоритет для ведущих экспериментов по физике высоких энергий, таких как ATLAS, CMS и др. [4, 5]. Помимо возможных эффектов расширения СМ на древесном уровне, можно ожидать вклада новых тяжелых частиц в эти взаимодействия в виде петлевых поправок.

Основной задачей данной работы является разработка метода ограничения параметров расширения СМ за счет модельно-независимых экспериментальных данных. В частности, рассмотрены экспериментальные ограничения на вершинные функции, которые были использованы для определения допустимых областей параметров модели 2HDM.

Таким образом, цель данной работы заключается в развитии и применении нового метода для ограничения параметров теоретических моделей на основе экспериментальных данных.

1. МЕТОДОЛОГИЯ

Сначала сформулируем метод, который позволит ограничивать параметры конкретных расширений Стандартной модели за счет модельно-независимых экспериментальных пределов на параметры физики вне рамок СМ (EFT, вершинные функции и т.п). Основная идея метода заключается в следующем. Для определенного класса процессов вычисляется амплитуда, включающая вклады от расширений СМ. Затем из этой амплитуды выделяются слагаемые с характерными сигнатурами, которые можно выразить через модельно-независимые параметры, такие как вершинные функции или коэффициенты эффективных операторов.

В рамках данной работы используется следующий формализм, связывающий амплитуду процесса с вершинной функцией f_4^Z , описанный в работе [6]:

$$\Gamma_{ZZV}^{\alpha\beta\mu} = i(s - m_V^2) \frac{1}{m_V^2} (f_4^V (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) - f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q_1 - q_2)_\rho), \quad (1)$$

где $V = Z, \gamma$; f_4^V и f_5^V — вершинные функции, которые параметризуют вклад в трехточечную амплитуду для соответствующего бозона V . Описанные 4-импульсы (P, q_1, q_2) определены в соответствии с рис. 1.

Имея теоретически рассчитанное значение амплитуды, для получения вершинной функции необходимо выделить из амплитуды нужные слагаемые с соответствующей сигнатурой.

Метод включает следующие шаги.

1. Определение набора свободных параметров теории $\vec{\alpha}$.

2. Запись всех диаграмм от новых частиц, дающих поправки в модельно-независимые функции.

3. Теоретический расчет соответствующей амплитуды процесса $A(\vec{\alpha})$.

4. Сравнение коэффициентов при соответствующих слагаемых в амплитуде и модельно-независимой функции для получения связи между ними: $k_i = F_i(\vec{\alpha})$.

5. Использование экспериментальных пределов на коэффициенты при данных функциях для получения ограничений на параметры теории $k_i(\vec{\alpha}) < k_i^{\text{exp}}$.

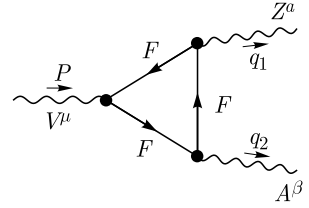


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая фермионной треугольной петле

2. ОПИСАНИЕ ПРОБНОЙ МОДЕЛИ

Предложенный метод применим к широкому классу теоретических моделей. В качестве примера рассмотрена модель 2HDM [3], для которой исследуется параметр вершинной функции f_4^Z . Выбор данной модели обусловлен наличием теоретически предсказанных значений вершинных функций и доступных экспериментальных ограничений, что позволяет провести сравнение и валидацию предлагаемого подхода.

Модель 2HDM включает в себя несколько дополнительных вершин, расширяющих СМ на древесном уровне. Как в СМ (Z_μ , $W_\mu^\pm$), так и в расширении (G^0 , $G^\pm$, h_i , H_c) бозоны возникают во внутренних линиях петлевых процессов. Подробное описание модели 2HDM можно найти, например, в [7–9]. В этой работе при расчете будет использоваться калибровка R_ξ .

Параметрами модели 2HDM являются ожидаемые значения вакуума Хиггса $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, углы смешивания состояний α_1 , α_2 , α_3 , β , а также массы бозонов Хиггса m_i и m_{H_c} ($i = 1, 2, 3$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В модели 2HDM присутствие частиц, таких как нейтральные бозоны Хиггса h_i , заряженный бозон Хиггса H_c или бозоны Голдстоуна $G^\pm$ и G^0 , вносят вклад в треугольные петли вершины ZZZ или ZWW .

В данной работе использована модель 2HDM, которая определяется через девять параметров. Однако работа с таким количеством свободных параметров является сложной задачей, поэтому для упрощения анализа

было ограничено число свободных параметров фиксированием некоторых из них на величине, полученной на основе экспериментальных данных. В частности, значения вакуумного среднего и массы первого бозона Хиггса приняты равными значениям в Стандартной модели ($m_1 = 125$ ГэВ, $v = 246$ ГэВ). Кроме того, использован предел настройки связей ($\beta - \alpha \approx 0$; $m_3 = \sqrt{m_2^2 + v^2}$). Эти ограничения позволяют уменьшить число степеней свободы модели, что значительно упрощает ее исследование и накладывает более строгие ограничения на оставшиеся свободные параметры.

Следующий шаг — вычислить теоретические значения коэффициентов при соответствующих вершинных функциях. Чтобы получить ограничения на f_4^Z , используются численные расчеты, выполненные в пакете LoopTools и FeynCalc для Wolfram Mathematica [10, 11]. Все типы ненулевых диаграмм Фейнмана, дающих вклад в вершину ZZZ , показаны на рис. 2.

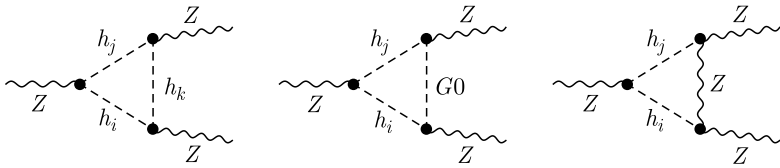


Рис. 2. Все типы диаграмм Фейнмана, нарушающих CP, для процесса ZZZ с участием новых частиц 2HDM

Для вычисления петлевых поправок используются функции Пасарино–Вельтмана C_{001} и C_1 , подробно описанные в [12]. Эти функции представляют собой интегралы Фейнмана и широко применяются для вычислений амплитуд взаимодействия в моделях за рамками СМ. Мы используем их, поскольку математический аппарат для их численного вычисления хорошо развит и оптимизирован, что значительно упрощает работу с такими выражениями и позволяет быстрее получать результаты для различных параметров теории.

Результат для коэффициента при вершинной функции f_4^Z :

$$e \frac{q^2 - m_Z^2}{m_Z^2} f_4(q^2) = \left(\frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{g}{c_W} \right)^3 \sin^2(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_3) \cos(\alpha_3) \right) \times \\ \times \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} \left(-C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_j^2, m_k^2) + \right. \\ \left. + C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_j^2, m_Z^2) + C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_Z^2, m_j^2, m_k^2) + \right. \\ \left. + C_{001}(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_Z^2, m_k^2) - m_Z^2 C_1(q^2, m_Z^2, m_Z^2, m_i^2, m_Z^2, m_k^2) \right), \quad (2)$$

где m_i — масса бозона Хиггса h_i .

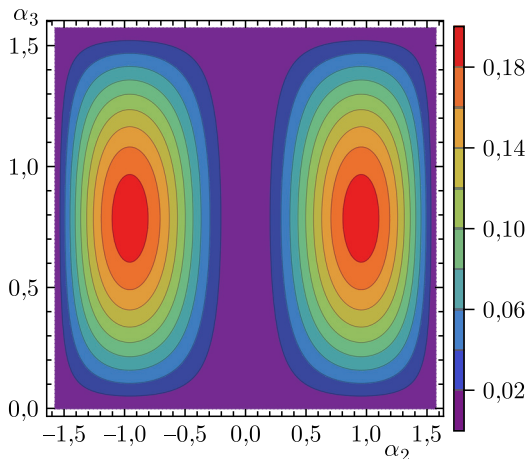


Рис. 3. Двумерный график зависимости множителя, отображающего зависимость f_4^Z от углов смешивания (α_2, α_3) . Максимальное значение достигается при $\alpha_{\max} = [0,1317; 0,7854]$

Этот результат совпадает с полученным ранее [2]. Далее мы накладываем на данное теоретическое значение ограничения из измеренной на БАК вершинной функции ZZZ .

Зависимость от углов смешивания выражается только в коэффициенте перед функцией f_4^Z . Формула для этой зависимости является аналитической ($\sin^2(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_3) \cos(\alpha_3)$) и не зависит от α_1 (рис. 3). Префактор не изменяет зависимость от других параметров, но масштабирует эти зависимости. В этой работе используются такие углы, при которых амплитуда максимальна ($\alpha_2 = 0,1317$; $\alpha_3 = 0,7854$).

Третья масса бозона Хиггса (m_3) связана со второй массой через вакуумное среднее ($m_3 = \sqrt{m_2^2 + v^2}$). Таким образом, в этой связи остались только два свободных параметра: m_2 и q . Двумерное распределение величины связи для этих параметров (рис. 4) показывает, что максимальные значения f_4^Z достигаются в области параметров ($0 < m_2 < 2$ ТэВ, $0 < q < 1$ ТэВ). Вклад в вершинную функцию вне этого интервала будет незначителен. На графике также показаны ограничения, полученные в результате наблюдений на ускорителе для различных значений интегральной светимости. Область, ограниченная синей линией, соответствует 3000 фб^{-1} — ожидаемой интегральной светимости на высокосветимом БАК (HL-LHC) после следующей модернизации ускорителя, и область, ограниченная красной линией, соответствует 300 фб^{-1} — плановой интегральной светимости, которая будет набрана в течение 3-го сеанса набора данных на БАК с 2022 по 2025 г.

Также были построены одномерные графики зависимости связи f_4^Z от массы m_2 и передаваемого импульса q (рис. 5). Таким образом, с исполь-

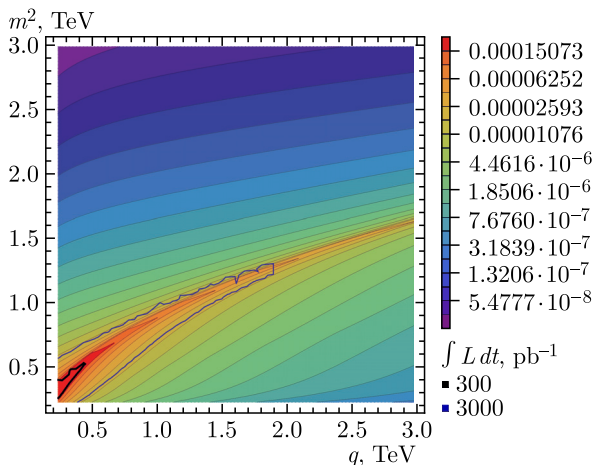


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Двумерный график зависимости рассчитанной вершинной функции f_4^Z от m_2 и q . График построен при максимальных значениях углов смешивания

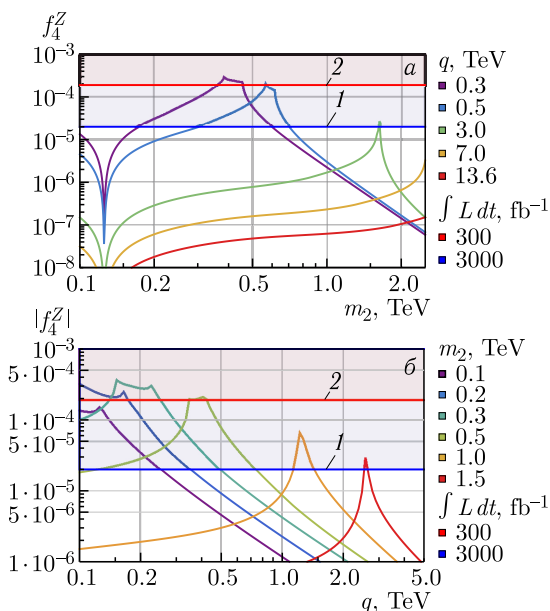


Рис. 5 (цветной в электронной версии). График зависимости рассчитанной вершинной функции ZZZ от второй массы бозона Хиггса m_2 (а), от перенесенного импульса начального Z -бозона q (б). Разные линии показывают значения при различных значениях второго параметра. Области, отмеченные синей (1) и красной (2) линиями, — экспериментальные ограничения на вершинную функцию при различных значениях интегральной светимости

зованием предела на вершинную функцию ZZZ становится возможным ограничить параметры m_2 при определенных значениях α_2, α_3 . Сохраняется зависимость данных ограничений от перенесенного в реакцию импульса q . С помощью тонкой настройки параметров α_2, α_3 можно достичь уменьшения значения вершинной функции (снять получаемое ограничение на m_2). Формула (2) для рассчитанной вершинной функции ZZZ не зависит от α_1, m_{H_c} , а значит, эти параметры не могут быть ограничены с использованием данной вершины.

Использование вершины ZZZ оставляет не ограниченными часть параметров рассматриваемой модели (например m_{H_c}). Для получения ограничений на эти параметры, а также уточнения ограничений на другие параметры можно использовать другие вершины. Далее рассматривается вершина ZWW , петлевой вклад в которую вносит заряженный бозон Хиггса H_c .

Процедура получения теоретического значения вершинной функции совпадает с использованной ранее для вершины ZZZ . Необходимо рассмотреть амплитуду для всех ненулевых диаграмм вершины ZWW , содержащих новые частицы 2HDM (рис. 6).

Далее в получаемой амплитуде необходимо выделить слагаемые, соответствующие вершинной функции. Результат для вершинной функции f_4^Z был получен с помощью процедуры редукции Пасарино–Вельтмана [12]. Этот результат совпадает с полученным ранее в [13]:

$$e \frac{q^2 - m_Z^2}{m_Z^2} f_4(q^2) = \left(\frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{g}{c_W} \right)^3 \sin^2(\alpha_2) \cos(\alpha_2) \sin(\alpha_3) \cos(\alpha_3) \right) \sum_{i,j,k} \epsilon_{ijk} \times \\ \times (C_{001}(q^2, m_W^2, m_W^2, m_i^2, m_j^2, m_W^2) - C_{001}(q^2, m_W^2, m_W^2, m_i^2, m_j^2, m_{H_c}^2)). \quad (3)$$

Чтобы получить числовое значение f_4^Z , используется та же техника, что и в предыдущем разделе. Однако в дополнение к основным параметрам модели, таким как массы частиц Хиггса (m_i), передаваемый импульс

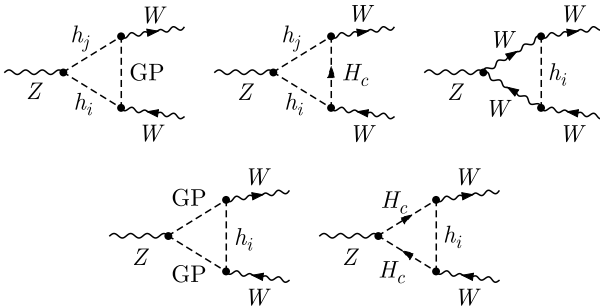


Рис. 6. Все типы диаграмм Фейнмана, нарушающих CP, для процесса ZWW с участием новых частиц 2HDM

(q) и углы смешивания (α_i), также добавлена масса заряженного бозона Хиггса (m_H).

Зависимость от углов смешивания остается такой же, как и в случае ZZZ . Ограничения на параметры эффективно демонстрируются с помощью одномерного графика (рис. 7), отображающего зависимости от таких

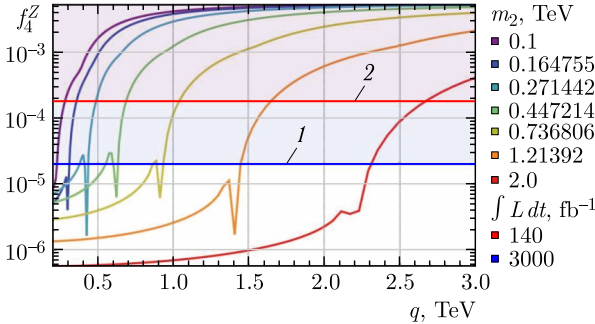


Рис. 7 (цветной в электронной версии). График зависимости рассчитанной вершинной функции ZWW от перенесенного импульса начального Z -бозона q . Разные линии показывают значения при различных значениях параметра m_2 . Синяя (1) и красная (2) области — экспериментальные ограничения на вершинную функцию при различных значениях светимости

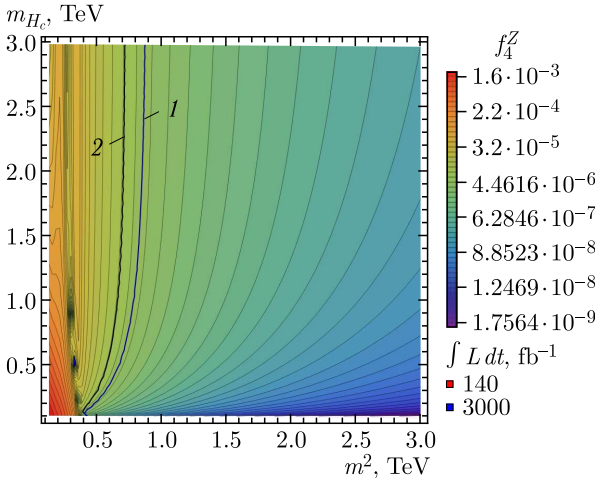


Рис. 8 (цветной в электронной версии). График зависимости рассчитанной вершинной функции для ZWW от параметров модели 2HDM: m_{H_c} — масса заряженного бозона Хиггса и m_2 — масса второго бозона Хиггса (α_2, α_3 — максимальны, $q = 0,5$, $m_3 = \sqrt{m_2^2 + v^2}$). Также приведены графики ограничений на экспериментальное значение вершинной функции при разной светимости (синяя (1) и черная (2) линии). Параметры в области слева от этих линий ограничены при данных значениях фиксированных параметров

параметров, как q , где разные линии представляют изменения второй массы бозона Хиггса (m_2). Кроме того, заштрихованная область на графике указывает на ограничения, связанные с наблюдениями. Регулировка углов смешивания позволяет добиться сколь угодно малых значений.

В приведенном выше анализе предполагается, что масса комплексного бозона Хиггса равна массе второго бозона Хиггса ($m_{H_c} = m_3 = \sqrt{m_2^2 + v^2}$). Используя ограничения на m_2 (при фиксированных углах смешивания), можно получить ограничения для параметра m_{H_c} (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен метод ограничения параметров расширенной Стандартной модели с использованием модельно-независимых экспериментальных пределов на вершинные функции. Метод продемонстрирован на примере модели 2HDM, для которой были использованы экспериментальные ограничения на аномальные вершинные функции. С помощью данного подхода удалось установить связь между параметрами модели ($\alpha_2, \alpha_3, m_2, q, m_{H_c}$), при которых значения вершинной функции f_4^Z превышают экспериментальные пределы.

Основное внимание уделено исследованию вершинной функции f_4^Z , для которой значительные значения наблюдаются в области параметров $0 < m_2 < 2$ ГэВ и $0 < q < 1$. Полученные результаты согласуются с предыдущими теоретическими исследованиями и подтверждают возможность использования данного метода для установления ограничений на параметры углов смешивания (α_2, α_3) и массы бозона Хиггса (m_2). Параметры α_1 и m_{H_c} не удалось ограничить с помощью вершины ZZZ , так как соответствующая вершинная функция не зависит от этих параметров. Для ограничения m_{H_c} использовалась вершинная функция ZWW (см. рис. 8).

Несмотря на полученные результаты, предложенный метод имеет несколько ограничений. Во-первых, фиксированные значения некоторых параметров модели могут сужать применимость результатов. Во-вторых, остается неопределенность, связанная с перенесенным импульсом, — вклад в экспериментальное ограничение вносят как процессы через реальные Z -бозоны ($q^2 = m_Z^2$), так и виртуальные, не лежащие на массовой поверхности ($q^2 \neq m_Z^2$). В-третьих, метод ограничивает только те параметры модели, которые влияют на выбранные модельно-независимые измеряемые.

Тем не менее предложенный метод может быть использован для анализа широкого класса моделей и взаимодействий, что делает его универсальным инструментом для получения ограничений на параметры расширений Стандартной модели в контексте экспериментальных данных.

Финансирование. Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 21-72-10113.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rappoccio S.* The Experimental Status of Direct Searches for Exotic Physics beyond the Standard Model at the Large Hadron Collider // *Rev. Phys.* 2019. V. 4. P. 100027; arXiv:1810.10579.
2. *Belusca-Maito H., Falkowski A., Fontes D., Romao J., Silva J.* CP Violation in 2HDM and EFT: The ZZZ Vertex // *JHEP.* 2017. V. 2018, No. 4. 092.
3. *Branco G. C., Ferreira P. M., Lavoura L., Rebelo M. N., Sher V., Silva J. P.* Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // *Phys. Rep.* 2012. V. 516, No. 1. P. 1–102; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157312000695>.
4. *Tumasyan A. et al. (CMS Collab.).* Measurement of the Inclusive and Differential WZ Production Cross Sections, Polarization Angles, and Triple Gauge Couplings in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* 2022. V. 2022, No. 7. P. 1–78.
5. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.).* Measurements of $pp \rightarrow ZZ$ Production Cross Sections and Constraints on Anomalous Triple Gauge Couplings at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 3. P. 200.
6. *Gounaris G. J., Layssac J., Renard F. M.* New and Standard Physics Contributions to Anomalous Z and γ Selfcouplings // *Phys. Rev. D.* 2000. V. 62. 073013; arXiv:hep-ph/0003143.
7. *Gunion J. F., Haber H. E.* CP-Conserving Two-Higgs-Doublet Model: The Approach to the Decoupling Limit // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 67. 075019; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.67.075019>.
8. *Branco G. C., Ferreira P. M., Lavoura L., Rebelo M. N., Sher M., Silva J. P.* Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // *Phys. Rep.* 2012. V. 516. P. 1–102; arXiv:1106.0034 [hep-ph].
9. *Fontes D., Mühlleitner M., Romao J. C., Santos R., Silva J. P., Wittbrodt J.* The C2HDM Revisited // *JHEP.* 2018. V. 2018, No. 2. P. 73.
10. *Hahn T., Pérez-Victoria M.* Automated One-Loop Calculations in Four and D Dimensions // *Comput. Phys. Commun.* 1999. V. 118, No. 2. P. 153–165.
11. *Shtabovenko V., Mertig R., Orellana F.* New Developments in FeynCalc 9.0 // *Comput. Phys. Commun.* 2016. V. 207. P. 432–444.
12. *Passarino G., Veltman M. J. G.* One-Loop Corrections for e^+e^- Annihilation into $\mu^+\mu^-$ in the Weinberg Model // *Nucl. Phys. B.* 1979. V. 160. P. 151–207.
13. *Grzadkowski B., Ogreid O. M., Osland P.* CP-Violation in the ZZZ and ZWW Vertices at e^+e^- Colliders in Two-Higgs-Doublet Models // *JHEP.* 2016. V. 05. P. 025; Erratum // *JHEP.* 2017. V. 11. 002; arXiv:1603.01388.