Общероссийский математический портал

М. В. Долгополов, И. А. Смирнов, Парное рождение бозонов Хиггса в общей двух-
дублетной модели с явным СР нарушением, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.*
Физ.-мат. науки, 2004, выпуск 26, 131–133

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu190>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и со-
гласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.207.124.84

26 апреля 2023 г., 09:40:26

Теоретическая физика

УДК 539.1

М.В. Долгополов, И.А. Смирнов

ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ БОЗОНОВ ХИГГСА В ОБЩЕЙ ДВУХДУБЛЕТНОЙ МОДЕЛИ С ЯВНЫМ СР НАРУШЕНИЕМ

Вычислено в ведущем однопетлевом приближении дифференциальное сечение парного рождения легчайших бозонов Хиггса в глюон-глюонном взаимодействии в рамках общей двухдублетной модели (THDM) с явным СР нарушением. Проведен сравнительный анализ с аналогичными результатами, полученными в рамках СР инвариантной двухдублетной модели. Показано, что в определенных областях пространства параметров значения дифференциальных сечений, полученные в рамках данных моделей, существенно различаются.

1. Введение. В суперсимметричных моделях хиггсовский сектор представлен двумя дублетами полей, что приводит к появлению трех нейтральных и одного заряженного бозонов Хиггса. При включении комплексных параметров в двухдублетный $SU(2) \otimes U(1)$ инвариантный хиггсовский потенциал с явным нарушением СР инвариантности возникают комплексные вершины взаимодействия. В случае СР инвариантной модели комплексные параметры эффективного потенциала могут появляться при учете взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками. После диагонализации хиггсовского потенциала с комплексными параметрами в локальном минимуме вместо двух нейтральных СР четных h, H и одного нейтрального СР нечетного A бозонов Хиггса возникают три нейтральных смешанных состояния, не обладающих определенной СР четностью, вершины взаимодействия которых с фермионами и калибровочными бозонами могут существенно отличаться от СР инвариантной модели, приводя к новым потенциально наблюдаемым эффектам.

В настоящей работе проанализирован процесс парного рождения хиггсовских бозонов на примере дифференциального сечения рассеяния $gg \rightarrow h_1 h_1$. При этом рассматриваются ведущие однопетлевые вклады, образованные только b и t кварками. Интерес к данному процессу обусловлен возможностью определения константы самодействия бозонов Хиггса, присутствующей в треугольной диаграмме (рис. 1), путем сопоставления ожидаемых экспериментальных данных с полученными теоретическими. Кроме того, на примере данного процесса можно определить, как повлияет на сечение введение нетривиальной фазы φ , характеризующей СР нарушение. В связи с этим полученные результаты удобно представить в виде отношения дифференциальных сечений, полученных в рамках моделей THDM (с СР нарушением и без него) [1-4].

Данная статья имеет следующую структуру. Пункт 2 посвящен представлению массового базиса двухдублетных моделей с сохранением и нарушением СР инвариантности эффективно-го хиггсовского потенциала. В пункте 3 представлен общий вид дифференциального сечения процесса $gg \rightarrow h_1 h_1$. И, наконец, в заключении приведен краткий анализ полученных результатов.

2. Массовый спектр бозонов Хиггса в THDM. В результате диагонализации эффективно-го потенциала THDM [4] и, принимая во внимание, что все константы λ_i , где $i=1,2,\dots,7$ вещественные, можно получить аналитические выражения для масс нейтральных бозонов Хиггса и $\lg 2\alpha$, аналогичные (1)-(4), полагая $\varphi=0$:

$$\lg 2\alpha = \frac{s_{2b}(m_A^2 + m_Z^2) + v^2((\Delta I_3 + \Delta I_4)s_{2b} + 2c_b^2 \Delta I_6 c_j + 2s_b^2 \Delta I_7 c_j)}{c_{2b}(m_A^2 - m_Z^2) + v^2(\Delta I_1 c_b^2 - \Delta I_2 s_b^2 - \Delta I_5 c_{2j} c_{2b} + (\Delta I_6 c_j - \Delta I_7 c_j)s_{2b})}; \quad (1)$$

$$m_H^2 = c_{a+b}^2 m_Z^2 + s_{a-b}^2 m_A^2 - v^2(\Delta I_1 c_a^2 c_b^2 + \Delta I_2 s_a^2 s_b^2 + 2(\Delta I_3 + \Delta I_4)c_a c_b s_a s_b + \Delta I_5 c_{2j}(c_a^2 s_b^2 + s_a^2 c_b^2)) + 2s_{a+b}(\Delta I_6 c_j c_a c_b + \Delta I_7 c_j s_a s_b); \quad (2)$$

$$m_h^2 = s_{a+b}^2 m_Z^2 + c_{a-b}^2 m_A^2 - v^2 (\Delta I_1 s_a^2 s_b^2 + \Delta I_2 c_a^2 s_b^2 - 2(\Delta I_3 + \Delta I_4) c_a c_b s_a s_b + \Delta I_5 c_{2j} (s_a^2 s_b^2 + c_a^2 c_b^2)) - 2c_{a+b} (\Delta I_6 c_j s_a c_b - \Delta I_7 c_j c_a s_b), \quad (3)$$

$$m_A^2 = m_{H^\pm}^2 - m_W^2 + \frac{v^2}{2} (\Delta I_5 c_{2j} - \Delta I_4), \quad (4)$$

где $c_{\alpha, \beta, \varphi} = \cos(\alpha, \beta, \varphi)$; $s_{\alpha, \beta, \varphi} = \sin(\alpha, \beta, \varphi)$; v – значение вакуумного ожидания; β – параметр смешивания в хиггсовском секторе; $m_{\{W, Z, H^\pm\}}$ – массы соответствующих бозонов.

В результате введения в теорию нетривиальной фазы $\varphi = \arg(\mu A)$, формализующей СР нарушение потенциала ($\mu, A = A_{\{t,b\}}$ – комплексные параметры, возникающие при смешивании в скалярном секторе), массовая матрица полученного базиса приобретает недиагональный вид. Чтобы перейти к новому физическому базису, необходимо его диагонализировать в локальном минимуме потенциала [4]. В итоге можно получить выражения, представленные в [4, 5]. Однако в качестве промежуточного массового базиса необходимо использовать выражения (2)-(4) с ненулевой фазой φ . В противном случае процедуру диагонализации и перехода к новому физическому базису хиггсовских частиц можно считать условно корректной и соответствующей частному случаю, когда действительные части $\text{Re}(\lambda_{5,6,7}) = 0$.

3. Процесс парного рождения хиггсовских бозонов $gg \rightarrow h_1 h_1$. Процесс $gg \rightarrow h_1 h_1$, при котором виртуальный h_2 бозон лежит почти на массовой поверхности, в ведущем однопетлевом приближении на языке диаграмм Фейнмана представлен на рис.1.

Р и с. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса $gg \rightarrow h_1 h_1$, где q – это t - и b -кварки

Дифференциальное сечение данного процесса $\frac{dS}{dt}$, где $\hat{t}$ – это импульс, переданный от одного из глюонов в начальном состоянии одному из бозонов Хиггса в конечном состоянии, можно представить в виде обобщенной формулы из [6]:

$$\frac{d\hat{S}(gg \rightarrow h_i h_i)}{dt} = \frac{G_F^2 a_s^2}{256(2p)^3} \left\{ \left| \sum_{Q=t,b} C_\Delta F_\Delta + C_{box} F_{box} \right|^2 + \left| \sum_{Q=t,b} C_{box} G_{box} \right|^2 \right\}. \quad (5)$$

Данное выражение было получено на основании [7]. Массы хиггсовских бозонов и константы их взаимодействия с тяжелыми кварками в рамках модели с явным СР нарушением представлены в работе [4]. Кинематика процесса такова, что $\hat{s} = 4m_{h_1}^2$, $\hat{t} = \hat{u} = -m_{h_1}^2$.

Аналогичное выражение для дифференциального сечения в двухдублетной модели с СР инвариантным хиггсовским потенциалом может быть получено в результате подстановки в (5) выражений для масс (2)-(4) и соответствующих констант взаимодействия из [4-5].

4. Заключение. Все расчеты проводились в пакете символьных вычислений Mathematica

Р и с. 2. Зависимость отношений дифференциальных сечений от фазы φ :

Пунктирная линия соответствует $\text{tg}\beta = 5$, сплошная линия – $\text{tg}\beta = 40$

5.0. При этом использовались точные выражения скалярных однопетлевых интегралов С- и D-типа, на основании алгоритма, представленного в [6]. Полученные результаты удобно проиллюстрировать графически. При этом в качестве функций выбраны отношения соответствующих дифференциальных сечений, полученных в рамках двухдублетных моделей:

$$K_v = \frac{\left(\frac{dS}{dt} \right)_{CPV}}{\left(\frac{dS}{dt} \right)_{CPC}},$$

где индекс CPV соответствует СР нарушению инвариантности потенциала, а индекс CPC – СР сохранению.

На рис. 2-6 представлены зависимости отношений дифференциальных сечений K_V процесса $gg \rightarrow h_1 h_1$ от свободных параметров модели. Как следует из рис. 2-6, можно выделить определенные области пространства свободных параметров, при которых происходит существенное изменение значения дифференциального сечения при учете СР нарушения потенциала модели.

Р и с. 3. Зависимость отношений дифференциальных сечений от $\tan\beta$: пунктирная линия соответствует $\mu = 200$ ГэВ, сплошная линия - $\mu = 1000$ ГэВ

Р и с. 4. Зависимость отношений дифференциальных сечений от A : пунктирная линия соответствует $\tan\beta = 5$, сплошная линия - $\tan\beta = 40$

Р и с. 5. Зависимость отношений дифференциальных сечений от μ : пунктирная линия соответствует $\tan\beta = 5$, сплошная линия - $\tan\beta = 40$.

Р и с. 6. Зависимость отношений дифференциальных сечений от m_A : пунктирная линия соответствует $\tan\beta = 5$, сплошная линия - $\tan\beta = 40$

При этом наиболее интересные эффекты наблюдаются при уменьшении $\tan\beta$ (рис. 3), $|A|$ (рис. 4), m_A (рис. 6) и увеличении μ (рис. 5). Что касается ϕ , то как следует из рис. 2, максимальное изменение параметра K_V при больших $\tan\beta$ происходит в области $(\pi; 2\pi)$, а при малых $\tan\beta$ - в области $(0; \pi)$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A. Pilaftsis, C.E.M. Wagner. Higgs bosons in the minimal supersymmetric standard model. // Nucl. Phys. B553. 1999. P. 3.
2. M. Carena, J. Ellis, A. Pilaftsis and C.E.M. Wagner. Renormalization-group-improved effective potential for the MSSM higgs sector with explicit CP violation. // Nucl. Phys. B586. 2000. P. 92.
3. M. Carena, J. Ellis, A. Pilaftsis and C.E.M. Wagner. Higgs-boson pole masses in the MSSM with explicit CP violation. // Nucl. Phys. B625. 2002. P. 345.
4. M.N. Dubinin, A.V. Semenov. Triple and quartic interactions of higgs bosons in the two-Higgs-doublet model with CP-violation. // Eur.J.Phys. V. C28. 2003. P. 223.
5. Э.Н. Ахметзянова, М.В. Долгополов, М.Н. Дубинин, И.А. Смирнов, Е.С. Щербакова. Суперсимметричная модель с нарушением СР инвариантности. 1. Распады бозона Хиггса $h \rightarrow gg$ и $h \rightarrow \gamma\gamma$. // Вестник СамГУ-Естественнонаучная сер. 2003. № 2(28). С. 122-136.
6. М.В. Долгополов, М.Н. Дубинин, И.А. Смирнов, Ю.П. Филиппов. Суперсимметричная модель с нарушением СР инвариантности. 1. Парное рождение нейтральных бозонов Хиггса на LHC. // Вестник СамГУ-Естественнонаучная сер. 2003. Спец. вып. С. 131-148.
7. T. Plehn, M.Spira, P.M. Zerwas. Pair production of neutral higgs particles in gluon-gluon collisions. // Nucl. Phys. B479. 1996. P. 46. Erratum-ibid. B531:655. 1998.

Поступила 6.06.2003 г.

После доработки - 27.02.2004 г.