

ФИЗИКА

УДК 539.1

СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ
С НАРУШЕНИЕМ CP ИНВАРИАНТНОСТИ.

1. РАСПАДЫ БОЗОНА ХИГГСА

$$h \rightarrow gg \text{ и } h \rightarrow \gamma\gamma^1$$

© 2003 Э.Н. Ахметзянова, М.В. Долгополов,² М.Н. Дубинин,³
И.А. Смирнов,⁴ Е.С. Щербакова⁵

Вычислены ширины распадов бозона Хиггса на два глюона и два фотона для минимальной суперсимметричной модели (MSSM) с явным нарушением CP инвариантности в хиггсовском секторе. Показано, что в определенных областях пространства параметров MSSM происходит существенное подавление или же увеличение ширин распадов бозона Хиггса, что представляет большой интерес для регистрации рождения бозонов Хиггса на коллайдере LHC.

Введение

Процесс рождения бозона Хиггса при глюон-глюонном столкновении $gg \rightarrow H$ и последующий его редкий распад в фотонную пару $H \rightarrow \gamma\gamma$ является одним из основных каналов для детекти-

¹ Представлена доктором физико-математических наук профессором В.А. Салеевым.

² Ахметзянова Эльза Нуровна (elza_ily@rambler.ru), Долгополов Михаил Вячеславович (dolg@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

³ Дубинин Михаил Николаевич (dubinin@theory.sinp.msu.ru), Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Воробьевы горы.

⁴ Смирнов Илья Алексеевич (ismi@pochtamt.ru), кафедра безопасности информационных систем Самарского государственного университета.

⁵ Щербакова Елена Сергеевна (fewral@inbox.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета.

рования бозона Хиггса с массой 110–140 ГэВ на коллайдере LHC ($\sqrt{s}=14$ ТэВ) [1].

В стандартной модели (SM) хиггсовский сектор содержит один дублет скалярных полей и приводит к появлению одного нейтрального бозона Хиггса. В суперсимметричных моделях хиггсовский сектор двухдублетный, вследствие чего появляются три нейтральных и один заряженный бозон Хиггса. Модели с двухдублетным хиггсовским сектором богаче по своему физическому содержанию. Дополнительные интересные возможности появляются при включении комплексных параметров в двухдублетный $SU(2) \otimes U(1)$ инвариантный хиггсовский потенциал, CP инвариантность которого становится явно нарушенной [2, 3]. Комплексные параметры приводят к смешиванию массовых состояний бозонов Хиггса, которые имеются в MSSM с CP сохранением, изменениям их масс и новым комплексным вершинам взаимодействия хиггсовских бозонов с фермионами.

В работе рассматривается задача вычисления ширин распадов бозонов Хиггса $H \rightarrow gg, \gamma\gamma$ в MSSM с явным нарушением CP инвариантности двухдублетного хиггсовского потенциала. В общей двухдублетной модели [4] хиггсовского сектора (THDM) CP инвариантность может быть нарушена членами, содержащими $(\varphi_1^\dagger \varphi_2)$ и эрмитово сопряженное, с комплексными параметрами $\mu_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$. В случае MSSM комплексные параметры эффективного двухдублетного потенциала могут появляться при учете взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками. После диагонализации хиггсовского потенциала с комплексными параметрами в локальном минимуме вместо двух нейтральных CP четных h, H и одного нейтрального CP нечетного A бозонов Хиггса возникают три нейтральных смешанных состояния, не обладающие определенной CP четностью, вершины взаимодействия которых с калибровочными бозонами и фермионами могут существенно отличаться от MSSM, приводя к новым потенциально наблюдаемым эффектам.

1. Нарушение CP инвариантности эффективного потенциала

В рассматриваемой модели вводятся два $SU(2)$ дублета комплексных скалярных полей:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_1^0(x) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2(x) \\ \phi_2^0(x) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Наиболее общая эрмитова форма перенормируемого $SU(2) \otimes U(1)$

инвариантного лагранжиана для этой системы:

$$\mathcal{L}_H = \partial_\nu \Phi_1^\dagger \partial^\nu \Phi_1 + \partial_\nu \Phi_2^\dagger \partial^\nu \Phi_2 - U(\Phi_1, \Phi_2),$$

где потенциал имеет вид [2, 3]

$$\begin{aligned} U(\Phi_1, \Phi_2) = & \frac{1}{2} \left[-\mu_1^2 (\Phi_1^+ \Phi_1) - \mu_1^{*2} (\Phi_1^+ \Phi_1) - \mu_2^2 (\Phi_2^+ \Phi_2) - \mu_2^{*2} (\Phi_2^+ \Phi_2) \right] - \\ & - \mu_{12}^2 (\Phi_1^+ \Phi_2) - \mu_{12}^{*2} (\Phi_2^+ \Phi_1) + \\ & + \frac{1}{2} \left[\lambda_1 (\Phi_1^+ \Phi_1)^2 + \lambda_1^* (\Phi_1^+ \Phi_1)^2 + \lambda_2 (\Phi_2^+ \Phi_2)^2 + \lambda_2^* (\Phi_2^+ \Phi_2)^2 + \right. \\ & + \lambda_3 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_2) + \lambda_3^* (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_2) + \\ & + \lambda_4 (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1) + \lambda_4^* (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1) \left. \right] + \\ & + \frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^+ \Phi_2) (\Phi_1^+ \Phi_2) + \frac{\lambda_5^*}{2} (\Phi_2^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_1) + \\ & + \lambda_6 (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_1^+ \Phi_2) + \lambda_6^* (\Phi_1^+ \Phi_1) (\Phi_2^+ \Phi_1) + \\ & + \lambda_7 (\Phi_2^+ \Phi_2) (\Phi_1^+ \Phi_2) + \lambda_7^* (\Phi_2^+ \Phi_2) (\Phi_2^+ \Phi_1). \end{aligned} \quad (2)$$

Потенциал (2) может быть получен после интегрирования суперпотенциала по грассмановым переменным и добавления слагаемых, мягко нарушающих суперсимметрию.

Константы связи λ_i в древесном приближении на масштабе суперсимметрии M_{SUSY} (т.е. при энергиях порядка масс суперчастиц) определяются через $SU(2)$ и $U(1)$ калибровочные константы связи следующими соотношениями [5]:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \frac{1}{8}(g_2^2 + g_1^2), \quad \lambda_3 = \frac{1}{4}(g_2^2 - g_1^2), \quad \lambda_4 = -\frac{1}{2}g_2^2, \quad (3)$$

$$\lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0. \quad (4)$$

Отсюда следует, что в древесном приближении четыре массы хиггсовских бозонов и два угла смешивания в хиггсовском секторе определяются двумя независимыми параметрами.

Однако параметры любой модели, вообще говоря, зависят от энергетического масштаба (\sqrt{s}), при котором они измеряются либо фиксируются. Эта зависимость описывается ренормгрупповыми уравнениями (РГУ).

Константы связи λ_i на масштабе ниже M_{SUSY} нарушения суперсимметрии соответствуют граничным условиям, определяемым бегущими калибровочными константами связи и конечными поправками от взаимодействий хиггсовских бозонов со скалярными кварками, мягко нарушающими суперсимметрию [6]. В дальнейшем используются

результаты [3], в частности:

$$\lambda_5 = -\frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{\mu^2 A_t^2}{M_{\text{SUSY}}^4} - \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{\mu^2 A_b^2}{M_{\text{SUSY}}^4}, \quad (5)$$

$$\lambda_6 = \frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^4} - \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{\mu}{M_{\text{SUSY}}} \left(\frac{6A_b}{M_{\text{SUSY}}} - \frac{|A_b|^2 A_b}{M_{\text{SUSY}}^3} \right), \quad (6)$$

$$\lambda_7 = \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^4} - \frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{\mu}{M_{\text{SUSY}}} \left(\frac{6A_t}{M_{\text{SUSY}}} - \frac{|A_t|^2 A_t}{M_{\text{SUSY}}^3} \right), \quad (7)$$

где юкавские константы

$$h_t = \frac{\sqrt{2} m_t}{v \sin \beta}, \quad h_b = \frac{\sqrt{2} m_b}{v \cos \beta}. \quad (8)$$

Параметры A_t , A_b и μ в секторе взаимодействия скалярных кварков с хиггсовскими полями [7] могут быть комплексными, приводя к нарушению CP инвариантности в эффективном скалярном потенциале.

2. Ширина распада $h_i \rightarrow gg$

В лидирующем приближении ширина распада бозонов Хиггса h_i за счет однопетлевых диаграмм с кварками Q задается следующей формулой [8]:

$$\Gamma(h_i \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2}{16 \sqrt{2} \pi^3} m_{h_i}^3 \left| \sum_{Q=t,b} (S_Q^{h_i} \mathcal{A}_Q^{h_i}(\tau_Q) + P_Q^{h_i} \mathcal{B}_Q^{h_i}(\tau_Q)) \right|^2, \quad (9)$$

где факторы

$$\mathcal{A}_Q^{h_i}(\tau) = \tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad \mathcal{B}_Q^{h_i}(\tau) = \tau f(\tau) \quad (10)$$

зависят от масштабного параметра $\tau_i = \frac{4m_i^2}{\hat{s}}$, здесь $\hat{s} = m_{h_i}^2$,

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \frac{1}{\sqrt{\tau}}, & \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi \right]^2, & \tau < 1. \end{cases} \quad (11)$$

Скалярные $S_Q^{h_i}$ и псевдоскалярные $P_Q^{h_i}$ множители приведены в табл. 1. (Общий нормировочный множитель $f_{i,b} = -\frac{e}{2s_W} \frac{m_{i,b}}{m_W}$. В правилах Фейнмана для вершин юкавского взаимодействия добавляется множитель i для скалярных констант S и γ_5 для псевдоскалярных P .)

Тяжелые кварки дают доминирующий вклад в ширину распада как в SM, так и MSSM [8]. Поэтому ограничимся в дальнейшем рассмотрением вкладов t и b кварков. В MSSM вклад t кварка подавляется при больших $\text{tg } \beta$, а вклад b кварка увеличивается. В частных

Таблица 1

Константы тройного взаимодействия $\bar{Q}Qh_i$ между кварками и бозонами Хиггса, нормированные на единицу для SM

| Модель Бозоны Хиггса | S_t | S_b | P_t | P_b |
|--|---|---|------------------|-----------------|
| SM H | 1 | 1 | 0 | 0 |
| MSSM h | c_α/s_β | $-s_\alpha/c_\beta$ | 0 | 0 |
| H | s_α/s_β | c_α/c_β | 0 | 0 |
| A | 0 | 0 | $1/t_\beta$ | t_β |
| THDM с CP нарушением h_i ($i=1,2,3$) | $(s_\alpha A_{2i} + c_\alpha A_{1i})/s_\beta$ | $(c_\alpha A_{2i} - s_\alpha A_{1i})/c_\beta$ | A_{3i}/t_β | $A_{3i}t_\beta$ |

случаях (см. табл. 1) выражение (9) совпадает с известными результатами [9, 10].

Константы взаимодействия бозонов Хиггса h_i ($i = 1, 2, 3$) с t и b кварками имеют вид [2] $f_{\{t,b\}}(S_{\{t,b\}} - i\gamma_5 P_{\{t,b\}})$:

| Взаимодействие | $f_{\{t,b\}}(S_{\{t,b\}} - i\gamma_5 P_{\{t,b\}})$ |
|-----------------|--|
| $\bar{t} t h_i$ | $f_t(s_\alpha A_{2i} + c_\alpha A_{1i} - i c_\beta A_{3i} \gamma_5)/s_\beta$ |
| $\bar{b} b h_i$ | $f_b(c_\alpha A_{2i} - s_\alpha A_{1i} - i s_\beta A_{3i} \gamma_5)/c_\beta$ |

Здесь $f_{t,b} = -\frac{e}{2s_w} \frac{m_{t,b}}{m_W}$.

Ненормированные элементы матрицы $A_{ij} = a_{ij}/n_j$, $(h, H, A) = A_{ij}h_j$ представляются в виде [2]

$$\begin{aligned} a_{11} &= ((m_H^2 - m_{h_1}^2)(m_A^2 - m_{h_1}^2) - c_2^2), \quad a_{21} = c_1 c_2, \quad a_{31} = -c_1(m_H^2 - m_{h_1}^2), \\ a_{12} &= c_1 c_2, \quad a_{22} = ((m_h^2 - m_{h_2}^2)(m_A^2 - m_{h_2}^2) - c_1^2), \quad a_{32} = -c_2(m_h^2 - m_{h_2}^2), \\ a_{13} &= -c_1(m_H^2 - m_{h_3}^2), \quad a_{23} = -c_2(m_h^2 - m_{h_3}^2), \quad a_{33} = (m_h^2 - m_{h_3}^2)(m_H^2 - m_{h_3}^2), \end{aligned}$$

$$n_i = \sqrt{a_{1i}^2 + a_{2i}^2 + a_{3i}^2}, \quad (12)$$

$$m_{h_1}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (13)$$

$$m_{h_2}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3},$$

$$m_{h_3}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\theta + 4\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3},$$

где

$$\begin{aligned} \theta &= \arccos \frac{r}{\sqrt{(-q^3)}}, \\ r &= \frac{1}{54}(9a_1a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), & q &= \frac{1}{9}(3a_1 - a_2^2), \\ a_1 &= m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - c_1^2 - c_2^2, & a_2 &= -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2, \\ a_0 &= c_1^2 m_H^2 + c_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2. \end{aligned}$$

Если введены комплексные части параметров μ_{12} , $\lambda_{5,6,7}$, то для диагонализации потенциала (2) в локальном минимуме нужно сделать дополнительное ортогональное преобразование h, H, A в секторе MSSM, определяемое матрицей A_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$)

$$(h, H, A) M^2 \begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} = (h_1, h_2, h_3) A_{ik}^T M_{kl}^2 A_{lj} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где массовая матрица имеет вид

$$M^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 & c_1 \\ 0 & m_H^2 & c_2 \\ c_1 & c_2 & m_A^2 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

а параметры $c_{1,2}$ в классическом минимуме скалярного потенциала определяются следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{v^2}{2}(s_\alpha s_\beta^3 - c_\alpha c_\beta^3) \text{Im} \bar{\lambda}_5 + v^2 (s_\alpha c_\beta \text{Im} \bar{\lambda}_6 - c_\alpha s_\beta \text{Im} \bar{\lambda}_7), \\ c_2 &= -\frac{v^2}{2}(s_\alpha c_\beta^3 + c_\alpha s_\beta^3) \text{Im} \bar{\lambda}_5 - v^2 (c_\alpha c_\beta \text{Im} \bar{\lambda}_6 + s_\alpha s_\beta \text{Im} \bar{\lambda}_7). \end{aligned} \quad (16)$$

В предельном случае CP сохраняющего потенциала при $c_1 \rightarrow 0$ и $c_2 \rightarrow 0$ имеет место следующее соответствие: $m_{h_1} \rightarrow m_h$, $m_{h_2} \rightarrow m_H$ и $m_{h_3} \rightarrow m_A$.

2.1. Предел малых масс бозона Хиггса

$$2m_b < m_{h_i} < 2m_t$$

Рассмотрим, как ведет себя ширина распада в пределе малых масс бозонов Хиггса. Значения формфакторов (10) приобретают вид:

$$\mathcal{A}_t^{h_i}(\tau) = \frac{2}{3} + \frac{7m_{h_i}^2}{180m_t^2} + \mathcal{O}((m_h^2/4m_t^2)^2), \quad (17)$$

$$\mathcal{B}_t^{h_i}(\tau) = 1 + \frac{m_{h_i}^2}{12m_t^2} + \mathcal{O}((m_h^2/4m_t^2)^2), \quad (18)$$

$$\mathcal{A}_b^{h_i}(\tau) = \frac{4m_b^2}{m_{h_i}^2} \left(1 - \frac{1}{4} \ln^2 \left(\frac{m_{h_i}^2}{m_b^2}\right)\right) + \mathcal{O}((4m_b^2/m_h^2)^2), \quad (19)$$

$$\mathcal{B}_b^{h_i}(\tau) = -\frac{m_b^2}{m_{h_i}^2} \ln^2\left(\frac{m_{h_i}^2}{m_b^2}\right) + \mathcal{O}((4m_b^2/m_{h_i}^2)^2). \quad (20)$$

Ширина распада легкого бозона Хиггса $h_1 \rightarrow gg$:

$$\begin{aligned} \Gamma(h_1 \rightarrow gg) &= \frac{G_F \alpha_s^2}{16 \sqrt{2} \pi^3} m_{h_1}^3 \times \\ &\times \left[\left(\frac{2}{3} + \frac{7m_{h_1}^2}{180m_t^2} \right) \left(\frac{s_\alpha A_{21} + c_\alpha A_{11}}{s_\beta} \right) + \left(1 + \frac{m_{h_1}^2}{12m_t^2} \right) \left(\frac{A_{31}}{t_\beta} \right) + \right. \\ &\left. + \frac{4m_b^2}{m_{h_i}^2} \left(1 - \frac{1}{4} \ln^2\left(\frac{m_{h_i}^2}{m_b^2}\right) \right) \left(\frac{c_\alpha A_{21} - s_\alpha A_{11}}{c_\beta} \right) - \frac{m_b^2}{m_{h_1}^2} \ln^2\left(\frac{m_{h_1}^2}{m_b^2}\right) (A_{31} t_\beta) \right]^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Аналогичный результат можно получить с помощью низкоэнергетических теорем [11].

Подставляя в формулу (21) соответствующие константы тройного взаимодействия между кварками и бозонами Хиггса из табл. 1, можно в принципе увидеть зависимость величины ширины распада от модели, в которой она рассчитывается (рис. 1).

3. Распад $h_i \rightarrow \gamma\gamma$

Аналитическая формула для ширины распада $h_i \rightarrow \gamma\gamma$ в двухдублетной модели с явным CP нарушением в скалярном секторе имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma(h_i \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{G_F \alpha^2}{32 \sqrt{2} \pi^3} m_{h_i}^3 \times \\ &\times \left[\sum_{Q=t,b} N_c e_Q^2 \left(S_Q^{h_i} \mathcal{A}_Q^{h_i}(\tau_Q) + P_Q^{h_i} \mathcal{B}_Q^{h_i}(\tau_Q) \right) + g_W^{h_i} \mathcal{A}_W^{h_i}(\tau_W) \right]^2, \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\mathcal{A}_W(\tau) = - [2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau)] / 2, \quad (23)$$

а значения $\mathcal{A}_Q^{h_i}(\tau_Q)$ и $\mathcal{B}_Q^{h_i}(\tau_Q)$ приведены в формулах (10).

Константы взаимодействия $V_\mu V_\nu h_i$ калибровочных бозонов ($V = \{W, Z\}$) с бозонами Хиггса h_1, h_2, h_3 имеют форму [2] $f_V g_{\mu\nu} g_V$:

$$f_V g_{\mu\nu} (c_{\alpha-\beta} A_{2i} - s_{\alpha-\beta} A_{1i}),$$

где $f_V = em_W/s_W$ для W и $f_V = em_W/(s_W c_W^2)$ для Z (см. табл. 2. Общий нормировочный множитель $f_V g_{\mu\nu}$. В правилах Фейнмана для вершин взаимодействия добавляется множитель i).

Таблица 2

Константы тройного взаимодействия $V_\mu V_\nu h_i$ между калибровочными бозонами и бозонами Хиггса, нормированные на единицу для SM

| Модель Бозоны Хиггса | $g_{\{W,Z\}}$ |
|--|---|
| SM H | 1 |
| MSSM h H A | $s_{\beta-\alpha}$ $c_{\beta-\alpha}$ 0 |
| THDM с CP нарушением h_i ($i=1,2,3$) | $c_{\alpha-\beta}A_{2i} - s_{\alpha-\beta}A_{1i}$ |

3.1. Предел малых масс бозона Хиггса

$$2m_b < m_{h_i} < 2m_W < 2m_t$$

Подставляя в формулу для ширины распада (22) значения форм-факторов (17), (18), (19), (20) и

$$\mathcal{A}_W(\tau) = -\frac{7}{2} - \frac{11m_{h_1}^2}{60m_W^2} + \mathcal{O}((m_h^2/4m_W^2)^2), \quad (24)$$

получим приближенную формулу для ширины распада легкого бозона Хиггса на два фотона (рис. 2):

$$\begin{aligned} \Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{G_F \alpha_s^2}{16 \sqrt{2} \pi^3} m_{h_1}^3 \times \\ &\times \left[\frac{4}{3} \left(\left(\frac{2}{3} + \frac{7m_{h_1}^2}{180m_t^2} \right) \left(\frac{s_\alpha A_{21} + c_\alpha A_{11}}{s_\beta} \right) + \left(1 + \frac{m_{h_1}^2}{12m_t^2} \right) \left(\frac{A_{31}}{t_\beta} \right) + \right. \\ &+ \frac{4m_b^2}{m_{h_i}^2} \left(1 - \frac{1}{4} \ln^2 \left(\frac{m_{h_i}^2}{m_b^2} \right) \right) \left(\frac{c_\alpha A_{21} - s_\alpha A_{11}}{c_\beta} \right) - \frac{m_b^2}{m_{h_1}^2} \ln^2 \left(\frac{m_{h_1}^2}{m_b^2} \right) (A_{31} t_\beta) \left. \right) - \\ &\left. - \left(\frac{7}{2} + \frac{11m_{h_1}^2}{60m_W^2} \right) (c_{\alpha-\beta} A_{21} - s_{\alpha-\beta} A_{11}) \right]^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Аналогичный результат можно получить с помощью низкоэнергетических теорем [11].

4. Зависимость от параметров

Рассмотрим влияние недиагональных элементов c_1 и c_2 массовой матрицы (15) на величину ширин распадов $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ и $h_1 \rightarrow gg$. Значения c_1 и c_2 зависят от параметров MSSM $A_{t,b}$, μ и M_{SUSY} (формулы (5), (6)). Варьируя значения этих параметров, можно увидеть, как изменяется величина ширин распадов.

В проведенных расчетах мы полагали $A_t = A_b$, фаза CP нарушения $\varphi = \arg(\mu A_{t,b})$, масса легкого бозона Хиггса $m_1 = 110$ ГэВ.

Подставляя в выражения (16) явные зависимости от параметров модели MSSM (5), (6), (7), получим изображенные на рис. 3–8 зависимости для величины ширин распадов от значения фазы φ . Для процесса $h_1 \rightarrow gg$ наибольшее значение достигается при $A_{t,b} = 2000$ ГэВ, $\mu = 2000$ ГэВ, $M_{SUSY} = 500$ ГэВ и $\tan\beta = 20$. Для процесса $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ значения параметров должны быть $A_{t,b} = 2000$ ГэВ, $\mu = 2000$ ГэВ, $M_{SUSY} = 500$ ГэВ и $\tan\beta = 5$. Графики на рис. 1 и 2 построены в области указанных параметров, максимально изменяющих величину ширин распадов. При этом для процесса $h_1 \rightarrow gg$ величина ширин распада и THDM по сравнению с MSSM увеличивается в 6 раз, для процесса $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ такое изменение значения наблюдается только в 1.03 раза. Расчеты проводились в пределе масс легкого бозона Хиггса.

Заключение

В области пространства параметров MSSM, которая характеризуется небольшим масштабом суперсимметрии $M_{SUSY} \sim 0.5\text{--}1$ ТэВ, большими трилинейными параметрами взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками третьего поколения $A_{t,b} \sim 1\text{--}2$ ТэВ и сравнительно небольшой массой псевдоскаляра $A \sim 0.2\text{--}0.4$ ТэВ (в пределе CP сохранения) имеет место изменение характеристик взаимодействия физических хиггсовских бозонов с фермионами и калибровочными бозонами. Это приводит к существенному подавлению или росту ширин распадов $h \rightarrow gg$ и $h \rightarrow \gamma\gamma$ бозона Хиггса по сравнению со случаем минимальной суперсимметричной модели с сохранением CP . В частности, к росту ширины распада $h \rightarrow gg$ в области параметров $A_{t,b} = 2000$ ГэВ, $\mu = 2000$ ГэВ, $M_{SUSY} = 500$ ГэВ и $\tan\beta = 20$.

Работа М.Н. Дубинина была поддержана грантами РФФИ 01-02-16710 и INTAS 00-0313, 00-0679. Э.Н. Ахметзянова и Е.С. Щербакова благодарят за поддержку стипендией фонд "Династия" и МЦФФМ.

Литература

- [1] Proc. of the workshop on SM physics (and more) at the LHC. Ed. by G. Altarelli, M. Mangano. CERN report 2000-004, Geneva, 2000.
- [2] Dubinin M.N., Semenov A.V. Triple and quartic interactions of Higgs bosons in the two-Higgs-doublet model with CP violation // *Eur.J.Phys.* 2003. V. C28. P. 223–236.
- [3] Pilaftsis A., Wagner C.E.M. Higgs Bosons in the Minimal Supersymmetric Standard Model with Explicit CP Violation // *Nucl.Phys. B.* 1999. V. 553. P. 3–42.
- [4] Gunion J., Haber H., Kane G., Dawson S. *The Higgs Hunter's Guide*. Addison–Wesley. 1990.
- [5] Inoue K., Kakuto A., Komatsu H., Takeshita S. Low-energy parameters and particle masses in a supersymmetric grand unified model // *Progr.Theor.Phys.* 1982. V. 67. No. 6. P. 1889–1898.
- [6] Barbieri R., Frigeni M., Caravaglios F. The supersymmetric Higgs for heavy superpartners // *Phys.Lett. B.* 1991 V. 258. P. 167–170; Okada Y., Yamaguchi M., Yanagida T. Renormalization group analysis on the higgs mass in the softly broken supersymmetric standard model // *Phys.Lett. B.* 1991. V. 262. P. 54–58.
Haber H.E., Hempfling R. The renormalization group improved higgs sector of the minimal supersymmetric model // *Phys.Rev. D.* 1993. V. 48. P. 4280–4309.
- [7] Haber H. *Introductory Low-Energy Supersymmetry* // E-preprint hep-ph/9306207. 1993. 98 pp.
- [8] Spira M. QCD corrections to higgs boson decays // DESY 95-073. E-preprint hep-ph/9504339. 1995. 16 pp.
- [9] Georgi H., Glashow S., Machacek M., Nanopoulos D. Higgs bosons from two gluon annihilation in proton collisions // *Phys.Rev.Lett.* 1978. V. 40. P. 692–694.
- [10] Gunion J.F., Gamberini G., Novaes S.F. Can the higgs bosons of the minimal supersymmetric model be detected at a hadron collider via two photon decays? // *Phys.Rev. D.* 1988. V. 38. P. 3481–3487.
- [11] Вайнштейн А., Волошин М., Захаров В., Шифман М. Низкоэнергетические теоремы для взаимодействия хиггсовского мезона с фотонами // *ЯФ.* 1979. Т. 30. Вып. 5(11). С. 1368–1378.

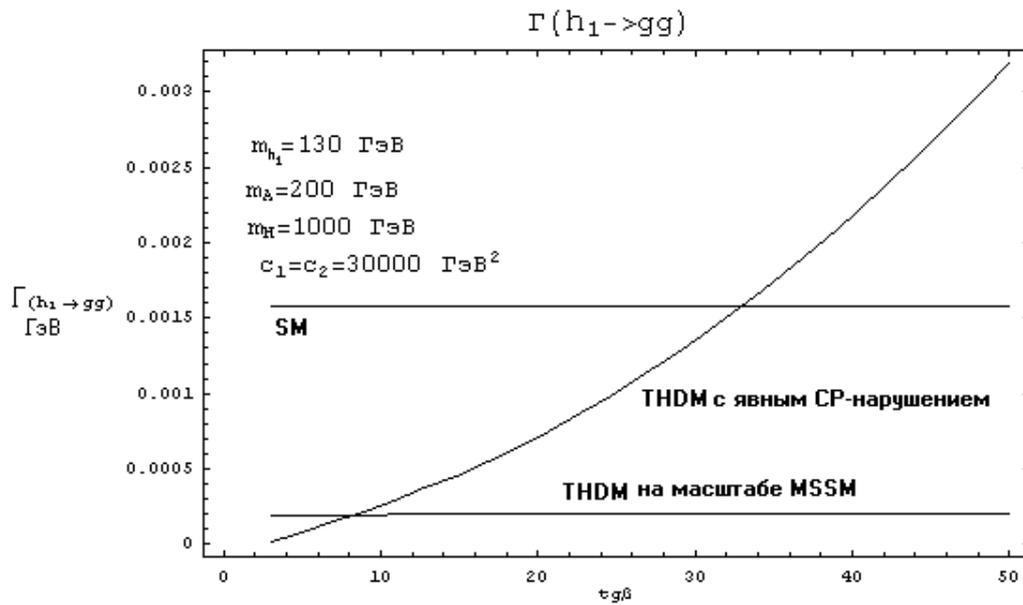


Рис. 1. Сравнение результатов моделей ТНДМ с явным CP нарушением ($c_1 = c_2 = 30000 \text{ ГэВ}^2$), MSSM ($c_1 = c_2 = 0$) и SM: зависимости ширины распада $\Gamma(h_1 \rightarrow gg)$ от значения $tg\beta$ в интервале $[3; 50]$ в пределе малых масс бозона Хиггса $2m_b < m_{h_i} < 2m_t$

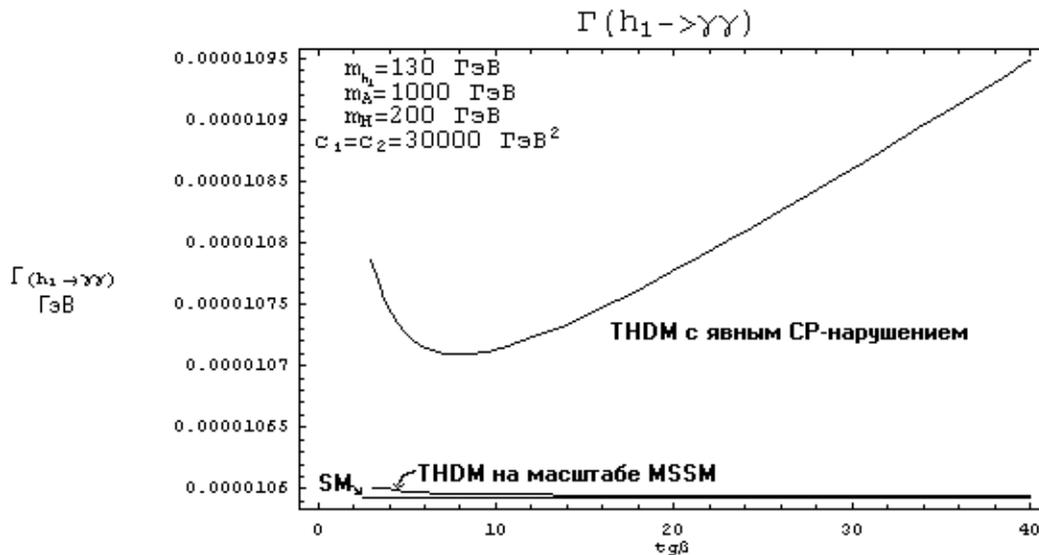


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов в моделях ТНДМ, MSSM и SM: зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ от значения $tg\beta$ в интервале $[3; 40]$ при $c_1 = c_2 = 30000 \text{ ГэВ}^2$ (в пределе масс легкого бозона Хиггса $2m_b < m_{h_i} < 2m_W < 2m_t$)

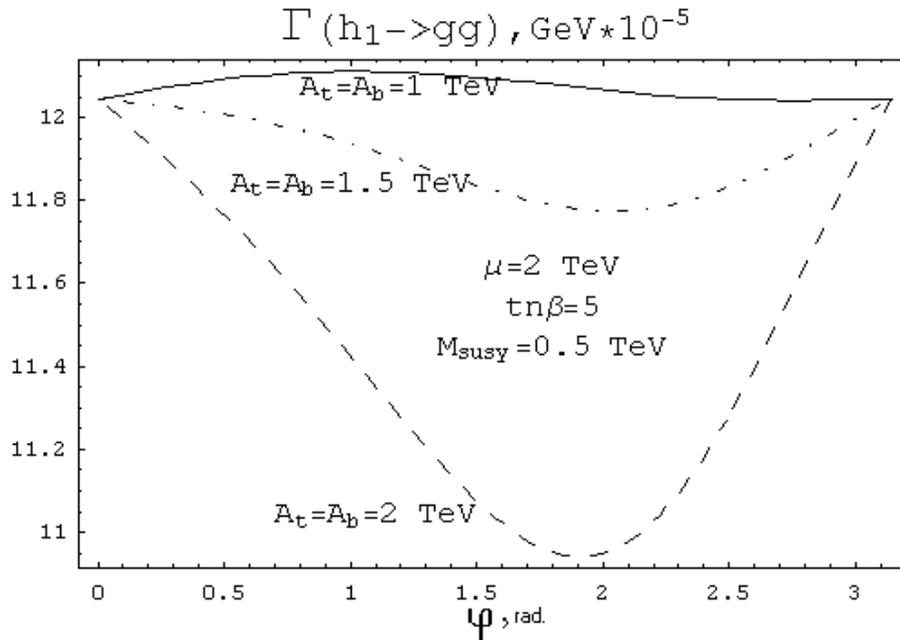


Рис. 3. Зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow gg$ от значения фазы φ при различных значениях параметров A_t и A_b . Масса бозона Хиггса $m_1 = 110 \text{ ГэВ}$

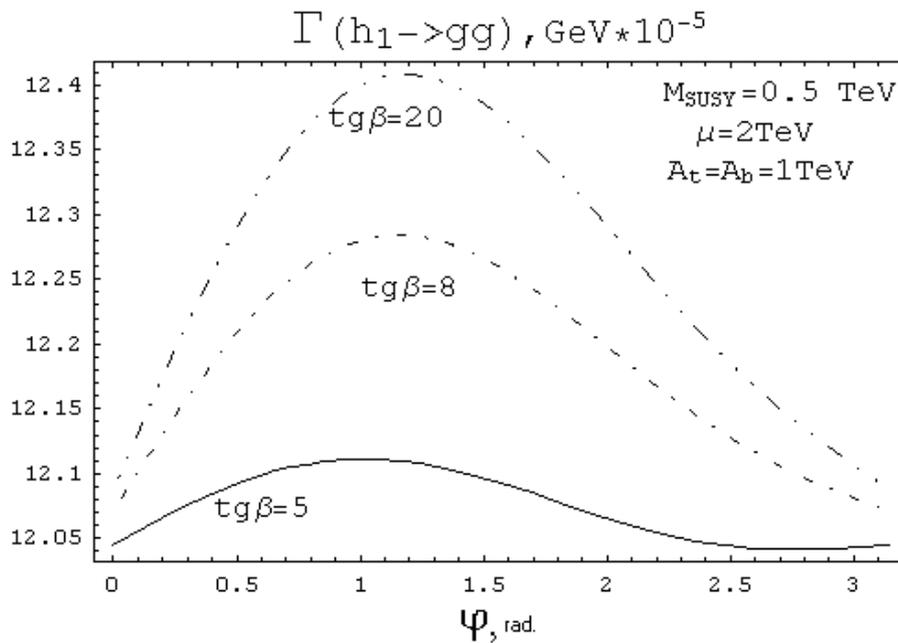


Рис. 4. Зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow gg$ от значения фазы φ при различных значениях $\text{tg}\beta$. Масса бозона Хиггса $m_1 = 110 \text{ ГэВ}$

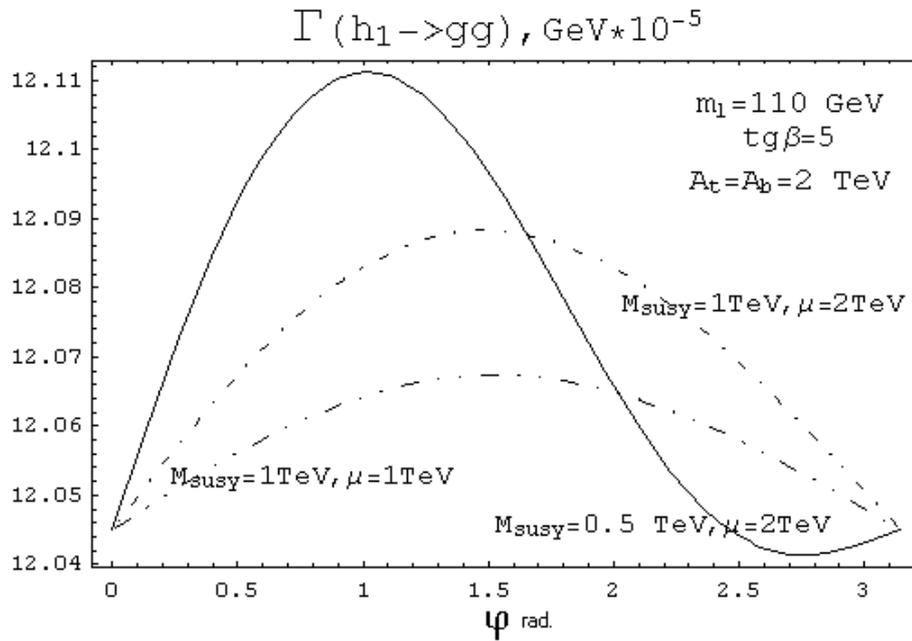


Рис. 5. Зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow gg$ от значения фазы φ при различных значениях параметров M_{SUSY} и μ . Масса бозона Хиггса $m_1 = 110 \text{ GeV}$

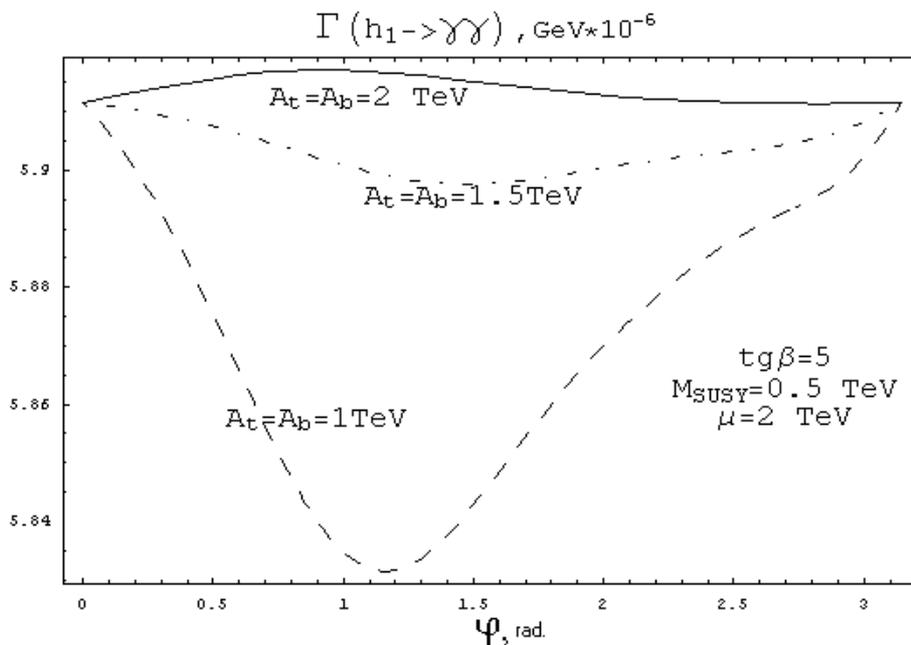


Рис. 6. Зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ от значения фазы φ при различных значениях параметров A_t и A_b . Масса бозона Хиггса $m_1 = 110 \text{ GeV}$

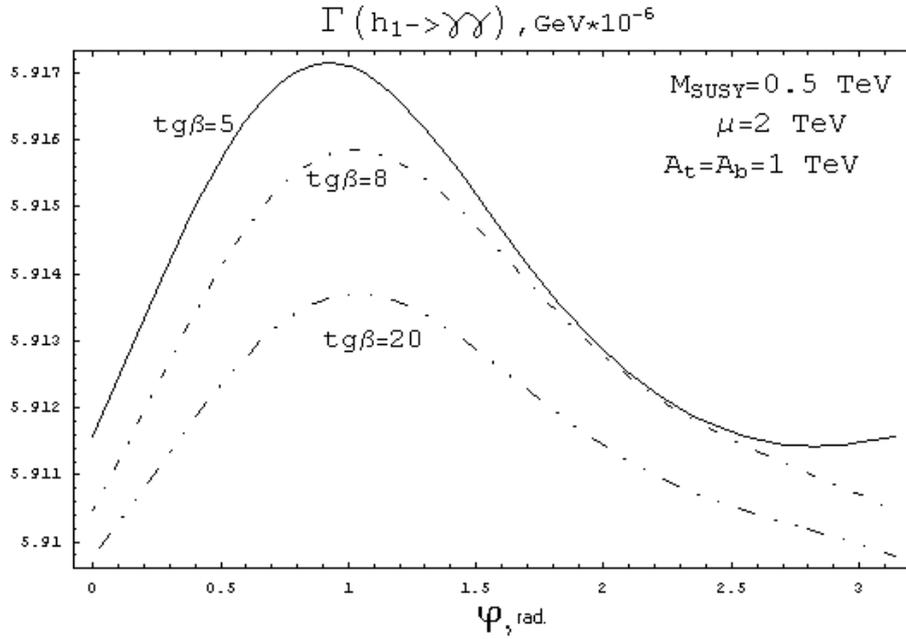


Рис. 7. Зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ от значения фазы φ при различных значениях $tg\beta$. Масса бозона Хиггса $m_1 = 110\text{ГэВ}$

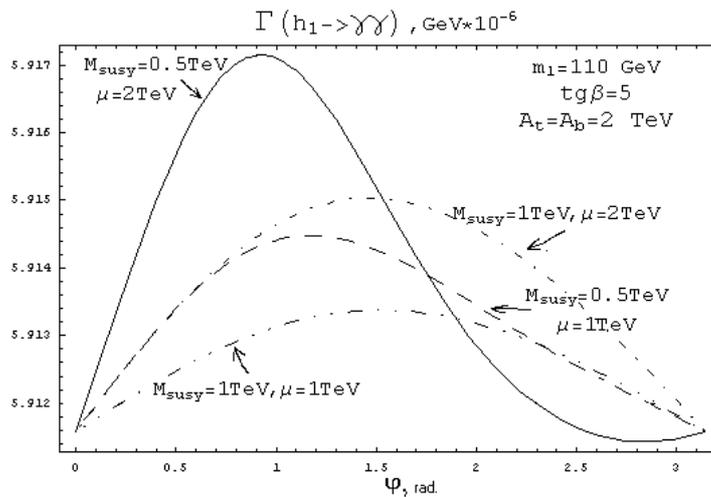


Рис. 8. Зависимость ширины распада $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ от значения фазы φ при различных значениях параметров M_{SUSY} и μ . Масса бозона Хиггса $m_1 = 110\text{ГэВ}$

**SUPERSYMMETRIC MODEL
WITH EXPLICIT CP VIOLATION.
1. HIGGS BOSONS DECAYS TO gg and $\gamma\gamma$ ⁶**

© 2003 E.N. Akhmetzyanova, M.V. Dolgoplov,⁷ M.N. Dubinin,⁸
I.A. Smirnov,⁹ E.S. Shcherbakova¹⁰

Higgs bosons decay widths to gg and $\gamma\gamma$ in the minimal supersymmetric standard model (MSSM) with explicit CP violation in the Higgs sector are calculated. It is shown that the essential suppression or enhancement of the Higgs decay modes occur in some regions of the MSSM parameter space. These are important for Higgs signals registration at the LHC collider.

Поступила в редакцию 28/III/2003;
в окончательном варианте — 14/IV/2003.

⁶ Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. V.A. Saleev.

⁷ Akhmetzyanova Elza Nurovna (elza_ily@rambler.ru), Dolgoplov Mikhail Vyacheslavovich (dolg@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.

⁸ Dubinin Mikhail Nikolaevich (dubinin@theory.sinp.msu.ru), D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Vorobyevi Gory, 119992, Russia.

⁹ Smirnov Ilya Alekseevich (ismi@pochtamt.ru) Dept. of Information Systems Security, Samara State University.

¹⁰ Shcherbakova Elena Sergeevna (fewral@rambler.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University.