

ХИГГСОВСКИЙ СЕКТОР В СУПЕРСИММЕТРИЧНОМ ОБОБЩЕНИИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ С ЛЕГКИМ СГОЛДСТИНО

Екатерина Крюкова

Научный руководитель:
член-корр. РАН, доктор физ.-мат. наук, профессор
Горбунов Дмитрий Сергеевич

27 мая 2019

Постановка задачи

- ▶ Суперсимметричное расширение Стандартной модели; спонтанное нарушение SUSY \Rightarrow голдстино G , сголдстино ϕ \Rightarrow скаляр s , псевдоскаляр p
- ▶ Исследуем сголдстино, сравнивая сечения процессов с участием s и редких процессов СМ
- ▶ Пример такого процесса: двуххиггсовское рождение,

$$\sigma_{SM}(gg \rightarrow hh) = 33.5_{-2.8}^{+2.5} fb. \quad (1)$$

- ▶ Цель — рассмотреть возможность усиления двуххиггсовского рождения за счет процесса $gg \rightarrow s \rightarrow hh$, принимая во внимание ограничения из экспериментальных данных

Лагранжиан MSSM

- ▶ сумма по всем калибровочным суперполям $W_\alpha \rightarrow$ кинетические члены калибровочных полей

$$\frac{1}{4} \sum_{\alpha} \int d^2\theta \text{Tr} W_{\alpha} W^{\alpha} + h.c., \quad (2)$$

- ▶ потенциал Кэлера (сумма по всем суперполям Φ_k материи и хиггсовским полям)

$$\int d^2\theta d^2\bar{\theta} \sum_k \Phi_k^{\dagger} e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k, \quad (3)$$

- ▶ суперпотенциал

$$\int d^2\theta \epsilon_{ij} \left(\mu H_D^i H_U^j + Y_{ab}^L L_a^j E_b^c H_D^i + \right. \\ \left. + Y_{ab}^D Q_a^j D_b^c H_D^i + Y_{ab}^U Q_a^j U_b^c H_U^i \right) + h.c. \quad (4)$$

Спонтанное нарушение SUSY

Теорема Голдстоуна \Rightarrow фермион голдстино G , голдстино ϕ .

Киральное суперполе

$\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta G + F_\phi\theta^2$, где F_ϕ — вспомогательное поле, чье ненулевое вакуумное среднее, $\langle F_\phi \rangle \equiv F \neq 0$, нарушает суперсимметрию.

Супермультиплет голдстино описывается лагранжианом:

$$\mathcal{L}_\Phi = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \Phi^\dagger \Phi - \left(\int d^2\theta F \Phi + h.c. \right) \quad (5)$$

Лагранжиан модели с нарушением SUSY

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_{superpotential} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\Phi, \quad (6)$$

$$\mathcal{L}_K = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \sum_k \left(1 - \frac{m_k^2}{F^2} \Phi^\dagger \Phi \right) \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{superpotential} = & \int d^2\theta \epsilon_{ij} \left(\left(\mu - \frac{B}{F} \Phi \right) H_D^i H_U^j + \right. \\ & + \left(Y_{ab}^L + \frac{A_{ab}^L}{F} \Phi \right) L_a^j E_b^c H_D^i + \left(Y_{ab}^D + \frac{A_{ab}^D}{F} \Phi \right) Q_a^j D_b^c H_D^i + \\ & \left. + \left(Y_{ab}^U + \frac{A_{ab}^U}{F} \Phi \right) Q_a^i U_b^c H_U^j \right) + h.c., \quad (8) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = \frac{1}{4} \sum_\alpha \int d^2\theta \left(1 + \frac{2M_\alpha}{F} \right) \text{Tr} W_\alpha W^\alpha + h.c., \quad (9)$$

Потенциал скалярных полей ч.1

$$V = V_{11} + V_{12} + V_{21} + V_{22}, \quad (10)$$

$$V_{11} = \frac{g_1^2}{8} \left(1 + \frac{M_1}{F}(\phi + \phi^*) \right)^{-1} \left[h_d^\dagger h_d - h_u^\dagger h_u - \frac{\phi^* \phi}{F^2} \left(m_d^2 h_d^\dagger h_d - m_u^2 h_u^\dagger h_u \right) \right]^2, \quad (11)$$

$$V_{12} = \frac{g_2^2}{8} \left(1 + \frac{M_2}{F}(\phi + \phi^*) \right)^{-1} \left[h_d^\dagger \sigma_a h_d + h_u^\dagger \sigma_a h_u - \frac{\phi^* \phi}{F^2} \left(m_d^2 h_d^\dagger \sigma_a h_d + m_u^2 h_u^\dagger \sigma_a h_u \right) \right]^2. \quad (12)$$

Здесь g_1, g_2 — константы связи групп $U(1)_Y, SU(2)_L$, M_1, M_2 — мягкие массы, соответствующие калибрино, \sqrt{F} — масштаб нарушения суперсимметрии, σ_a — матрицы Паули.

Потенциал скалярных полей ч.2

$$V_{21} = \left(1 - \frac{m_u^2}{F^2} h_u^\dagger h_u - \frac{m_d^2}{F^2} h_d^\dagger h_d - \frac{m_u^4}{F^4} \phi^* \phi h_u^\dagger h_u - \frac{m_d^4}{F^4} \phi^* \phi h_d^\dagger h_d \right)^{-1} \left| F + (-h_d^0 h_u^0 + h^- h^+) \left(\frac{B}{F} - \frac{m_u^2 + m_d^2}{F^2} \phi^* \left(\mu - \frac{B}{F} \phi \right) \right) \right|^2, \quad (13)$$

$$V_{22} = \frac{\mu^2}{F^2} |\phi|^2 \left(m_u^2 h_d^\dagger h_d + m_d^2 h_u^\dagger h_u \right) + \left| \mu - \frac{B}{F} \phi \right|^2 \left(h_d^\dagger h_d + h_u^\dagger h_u \right). \quad (14)$$

Дублеты полей Хиггса $h_d = \begin{pmatrix} h_d^0 \\ h^- \end{pmatrix}$, $h_u = \begin{pmatrix} h^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix}$,

μ — вещественный параметр смешивания хиггсино из суперпотенциала.

Некоторые обозначения

$$v_u \equiv v \sin \beta, \quad v_d \equiv v \cos \beta, \quad v = 174 \text{ ГэВ}$$

Разложение полей вокруг электрослабого вакуума

$$h_u^0 = v_u + \frac{1}{\sqrt{2}}(h \cos \alpha + H \sin \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \cos \beta, \quad (15)$$

$$h_d^0 = v_d + \frac{1}{\sqrt{2}}(-h \sin \alpha + H \cos \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \sin \beta. \quad (16)$$

Выделим из поля спонтанно скаляр s и псевдоскаляр p

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(s + ip). \quad (17)$$

Введем массы

$$m_Z^2 \equiv \frac{g_1^2 + g_2^2}{2} v^2, \quad m_A^2 \equiv m_u^2 + m_d^2 + 2\mu^2. \quad (18)$$

Трилинейные константы до смешивания

Слагаемое sHH .

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left(-\frac{v^2}{4} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) (2 \cos 2\alpha \cos 2\beta - \sin 2\alpha \sin 2\beta + 1) + \mu \sin 2\alpha \left[\frac{m_A^2}{2} \left(1 - \frac{\sin 2\beta}{\sin 2\alpha} \right) - \mu^2 \right] \right). \quad (19)$$

Слагаемое shh .

$$\frac{1}{F\sqrt{2}} \left(\frac{v^2}{4} (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) (2 \cos 2\alpha \cos 2\beta - \sin 2\alpha \sin 2\beta - 1) - \mu \sin 2\alpha \left[\frac{m_A^2}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\beta}{\sin 2\alpha} \right) - \mu^2 \right] \right). \quad (20)$$

Формулы для других вершин (shH , sAA , sh^+h^- , pAH , pAh , ssH , ssh , ppH , pph) можно найти в Приложении.

Поворот к массовому базису ч.1

Массовые члены до смешивания имеют следующий вид:

$$\frac{1}{2} (H \quad h \quad s) \begin{pmatrix} m_H^2 & 0 & Y/F \\ 0 & m_h^2 & X/F \\ Y/F & X/F & m_s^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \\ s \end{pmatrix} + \frac{1}{2} (A \quad p) \begin{pmatrix} m_A^2 & Z/F \\ Z/F & m_p^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ p \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где

$$X = v \left(\frac{g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2}{2} v^2 \cos 2\beta \sin(\alpha + \beta) + \mu m_A^2 \sin 2\beta \sin(\alpha - \beta) + (m_A^2 - 2\mu^2) \mu \cos(\alpha + \beta) \right) \quad (22)$$

$$Y = -v \left(\frac{g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2}{2} v^2 \cos 2\beta \cos(\alpha + \beta) + \mu m_A^2 \sin 2\beta \cos(\alpha - \beta) + (2\mu^2 - m_A^2) \mu \sin(\alpha + \beta) \right) \quad (23)$$

$$Z = \mu v (m_A^2 - 2\mu^2). \quad (24)$$

Поворот к массовому базису ч.2

Углы смешивания, формулы верны в приближении $\theta, \psi, \xi \ll 1$

$$\theta = \frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)}, \quad \psi = \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)}, \quad \xi = \frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)}. \quad (25)$$

Старые поля через новые (в новом базисе массовая матрица диагональна)

$$H = \tilde{H} - \tilde{s} \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)}, \quad (26)$$

$$h = \tilde{h} - \tilde{s} \frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)}, \quad (27)$$

$$s = \tilde{H} \frac{Y}{F(m_H^2 - m_s^2)} + \tilde{h} \frac{X}{F(m_h^2 - m_s^2)} + \tilde{s}, \quad (28)$$

$$A = \tilde{A} - \tilde{p} \frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)}, \quad (29)$$

$$p = \tilde{A} \frac{Z}{F(m_A^2 - m_p^2)} + \tilde{p}. \quad (30)$$

Новые трилинейные константы

| Порядок | Вершина | Пример коэффициента |
|---------|--|----------------------------|
| 0 | $hhh, HHH, hhH, hHH, hh^+h^-, Hh^+h^-, hAA, HAA$ | C_{hhh}, C_{HAA} |
| 1 | $sHH, shh, shH, sAA, sh^+h^-, pAH, pAh$ | $C_{sHH}/F, C_{pAh}/F$ |
| 2 | ssH, ssh, ppH, pph | $C_{ssH}/F^2, C_{pph}/F^2$ |

$$\frac{\tilde{s}\tilde{H}\tilde{H}}{F} \left(C_{sHH} - C_{hHH} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - 3C_{HHH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right), \quad (31)$$

$$\frac{\tilde{s}\tilde{h}\tilde{h}}{F} \left(C_{shh} - 3C_{hhh} \frac{X}{m_h^2 - m_s^2} - C_{hHH} \frac{Y}{m_H^2 - m_s^2} \right). \quad (32)$$

Численный расчет сечения рождения сголдстино

Основной процесс — рождение в результате слияния глюонов, $gg \rightarrow s$. На древесном уровне — за счет вершины sgg в лагранжиане сголдстино: $-\frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_3}{F} s G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}$.

Интегрируем глюонные функции распределения по доле импульса:

$$\sigma(pp \rightarrow s) = \sigma_0 \tau \int_{\tau}^1 \frac{dx}{x} g(x, m_s^2) g\left(\frac{\tau}{x}, m_s^2\right), \quad (33)$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi M_3^2}{32F^2}, \quad \tau = \frac{m_s^2}{S}, \quad \sqrt{S} = 13 \text{ TeV}. \quad (34)$$

Таблица 3 STEQ PDF для вычислений в ведущем порядке.
Учет петлевых вкладов КХД: К-фактор $\simeq 2$.

Численный расчет сечения рождения сголдстино

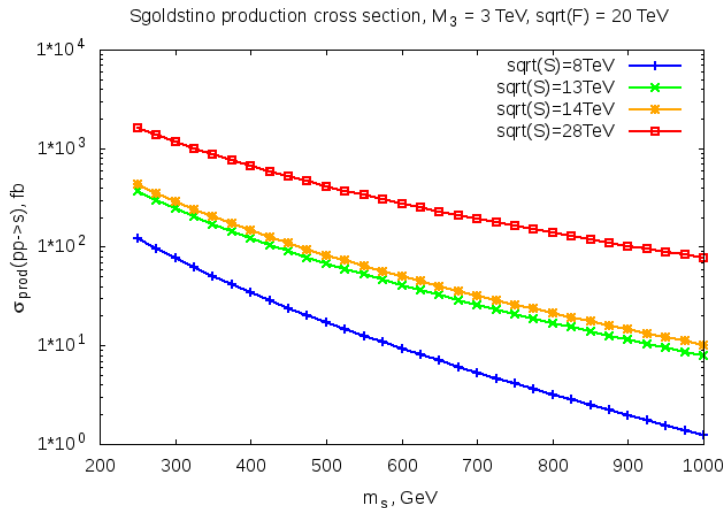


Рис.: Сечение рождения сголдстино для различных энергий в системе центра масс.

Численный расчет сечения $pp \rightarrow s \rightarrow hh$

Задаются $\tan \beta = 10$, μ , $m_A = 5$ TeV, $m_s = 1$ TeV, $M_1 = 1$ TeV, $M_2 = 1$ TeV, $M_3 = 3$ TeV, $\sqrt{F} = 20$ TeV.

По ним находятся α , m_H^2 , X , Y , θ , ψ .

Малые углы смешивания

Рассматриваем только точки с $\theta < 0.3$, $\psi < 0.3$.

В приближении узкого резонанса

$$\sigma(pp \rightarrow s \rightarrow hh) = \sigma_{prod}(pp \rightarrow s) Br(s \rightarrow hh), \quad (35)$$

$$Br(s \rightarrow hh) = \frac{\Gamma(s \rightarrow hh)}{\Gamma_{tot}(s)}. \quad (36)$$

Каналы распада сголдстино

$s \rightarrow hh$, $s \rightarrow gg$, $s \rightarrow WW$, $s \rightarrow ZZ$, $s \rightarrow \gamma Z$, $s \rightarrow \gamma\gamma$

Вычисляем ширины и Br, учитывая смешивание с h, H

Ширини распада сголдстино [Zwirner et al., 2000]

$$\Gamma(s \rightarrow gg) = \frac{1}{4\pi} \frac{M_3^2}{F^2} m_s^3, \quad \Gamma(s \rightarrow hh) = \frac{1}{8\pi m_s} \frac{C_{\tilde{s}h\tilde{h}}}{F^2}, \quad (37)$$

$$\Gamma(s \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{32\pi} \frac{1}{F^2} (M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W)^2 m_s^3, \quad (38)$$

$$\Gamma(s \rightarrow \gamma Z) = \frac{1}{16\pi} \frac{(M_2 - M_1)^2}{F^2} \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W m_s^3 \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_s^2}\right)^3. \quad (39)$$

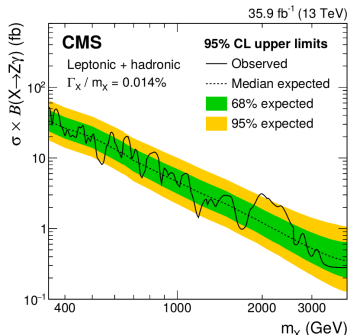
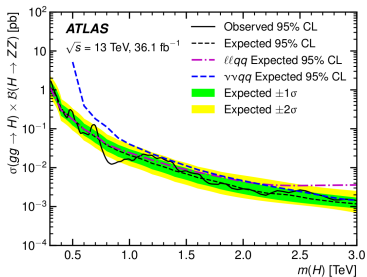
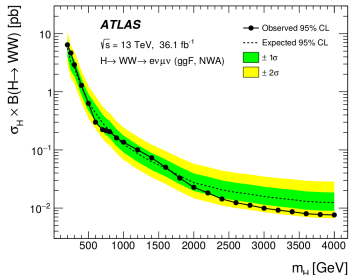
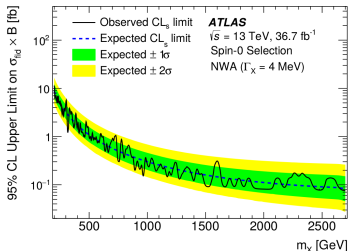
$$C_{sWW_T} = -M_2, \quad C_{sZZ_T} = -M_1 \sin^2 \theta_W - M_2 \cos^2 \theta_W, \quad (40)$$

$$C_{\tilde{s}WW_L} = -\frac{\sqrt{2}}{v} \sin(\beta - \alpha) - \frac{\sqrt{2}}{v} \cos(\beta - \alpha) = 2C_{\tilde{s}ZZ_L}, \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(s \rightarrow WW) = & \frac{1}{16\pi} \frac{m_W^4}{m_s} \left[\frac{C_{\tilde{s}WW_T}^2}{F^2} \left(6 - 4 \frac{m_s^2}{m_W^2} + \frac{m_s^4}{m_W^4}\right) - 6\sqrt{2} \frac{C_{sWW_T}}{F} C_{\tilde{s}WW_L} \times \right. \\ & \left. \times \left(1 - \frac{m_s^2}{2m_W^2}\right) + C_{\tilde{s}WW_L}^2 \left(3 - \frac{m_s^2}{m_W^2} + \frac{m_s^4}{4m_W^4}\right) \right] \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_s^2}}, \quad (42) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma(s \rightarrow ZZ) = & \frac{1}{8\pi} \frac{m_Z^4}{m_s} \left[\frac{C_{\tilde{s}ZZ_T}^2}{4F^2} \left(6 - 4 \frac{m_s^2}{m_Z^2} + \frac{m_s^4}{m_Z^4}\right) - 3\sqrt{2} \frac{C_{sZZ_T}}{F} C_{\tilde{s}ZZ_L} \times \right. \\ & \left. \times \left(1 - \frac{m_s^2}{2m_Z^2}\right) + C_{\tilde{s}ZZ_L}^2 \left(3 - \frac{m_s^2}{m_Z^2} + \frac{m_s^4}{4m_Z^4}\right) \right] \sqrt{1 - \frac{4m_Z^2}{m_s^2}}. \quad (43) \end{aligned}$$

Экспериментальные поиски скалярных резонансов



Br для основных каналов распада сголдстино

$\text{tg } \beta = 10, m_s = 1 \text{ TeV}, m_A = 5 \text{ TeV},$
 $M_1 = M_2 = 1 \text{ TeV}, M_3 = 3 \text{ TeV}, \text{sqrt}(F) = 20 \text{ TeV}$

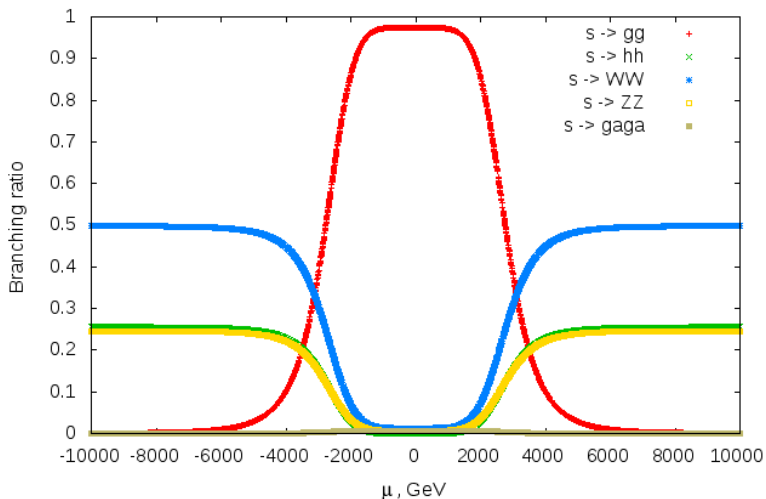
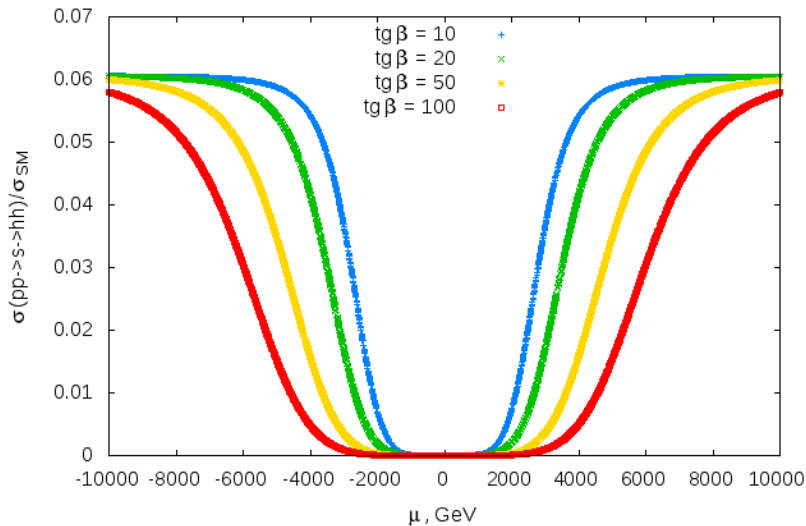


Рис.: Относительные парциальные ширины распада сголдстино.

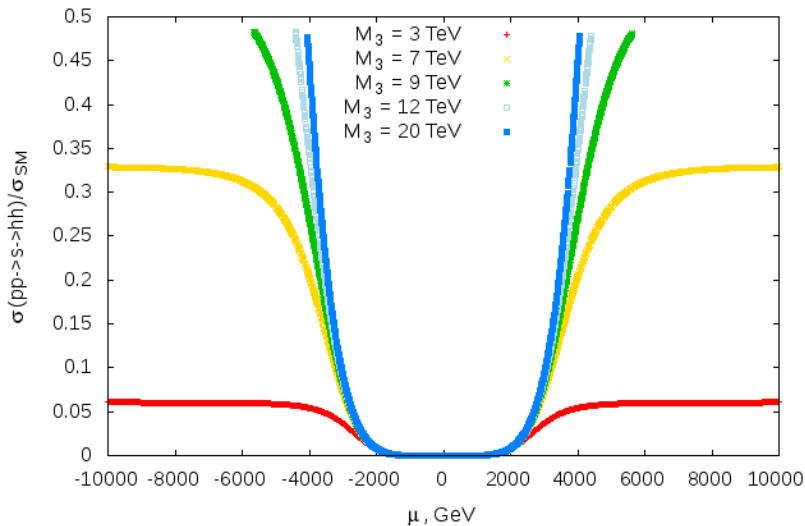
Сечение двуххиггсовского рождения, зав-ть от $\tan\beta$

$M_3 = 3 \text{ TeV}, m_s = 1 \text{ TeV}, m_A = 5 \text{ TeV},$
 $M_1 = M_2 = 1 \text{ TeV}, \text{sqrt}(F) = 20 \text{ TeV}$



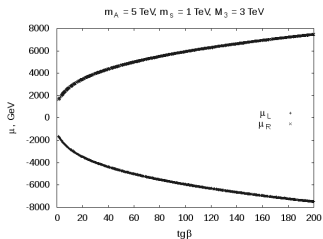
Сечение двуххиггсовского рождения, зависимость от M_3

$\tan\beta = 10$, $m_s = 1$ TeV, $m_A = 5$ TeV,
 $M_1 = M_2 = 1$ TeV, $\sqrt{F} = 20$ TeV

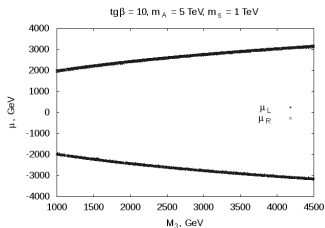


Кривые $Br(s \rightarrow hh) = 0.125$

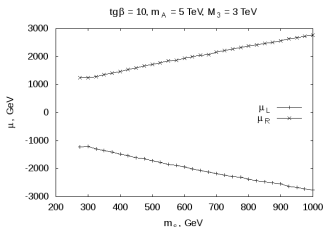
Фиксированы значения параметров $M_1 = M_2 = 1$ ТэВ, $\sqrt{F} = 20$ ТэВ.



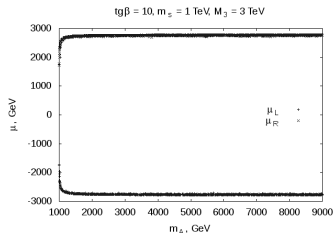
(a) Кривые на пл-ти ($\tan\beta, \mu$)



(b) Кривые на пл-ти (M_3, μ)



(c) Кривые на пл-ти (m_S, μ)



(d) Кривые на пл-ти (m_A, μ)

Ограничения сверху на M_3/F из экспериментальных данных

Режим 1:2:1

$$Br(s \rightarrow hh) = Br(s \rightarrow ZZ) = 0.25, Br(s \rightarrow WW) = 0.5.$$

Для заданного m_s

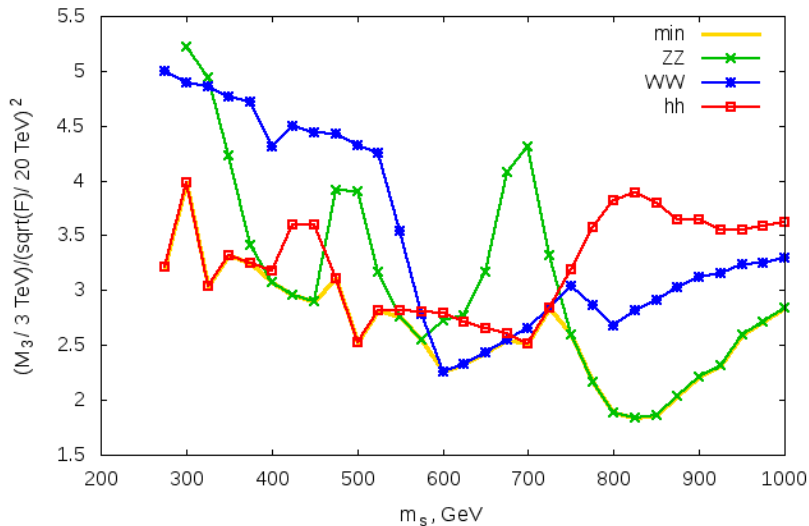
σ_{hh}^{max} , σ_{WW}^{max} , σ_{ZZ}^{max} — максимально допустимые значения сечения рождения hh , WW , ZZ в распадах скалярного резонанса. Тогда $\sigma_{prod} < \sigma_{hh}^{max}/Br(s \rightarrow hh)$ и т.д.

$$\sigma_{prod} \sim M_3^2/F^2 \Rightarrow$$

$$\left[\frac{M_3/3 \text{ ТэВ}}{(\sqrt{F}/20 \text{ ТэВ})^2} \right]^{max} = \sqrt{\frac{\sigma_{prod}^{max}}{\sigma'_{prod}}} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{XX}^{max}}{\sigma'_{prod} Br(s \rightarrow XX)}}. \quad (44)$$

Ограничения сверху на M_3/F из exper. данных, 95%CL

Upper limit for M_3/F from experimental searches for resonances at $\sqrt{s} = 13$ TeV



Сравнение с численными результатами

$\tan\beta = 10$, $m_s = 300$ GeV, $m_A = 5$ TeV, $M_1 = M_2 = 1$ TeV, $M_3 = 3$ TeV, $\sqrt{F} = 20$ TeV

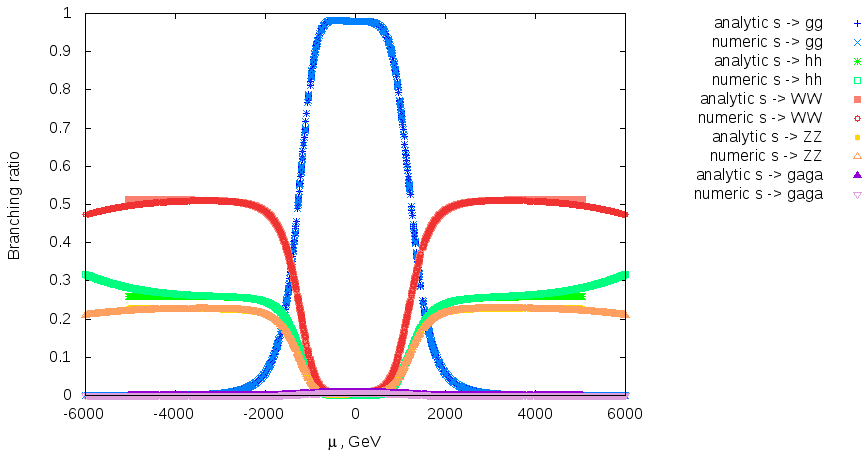


Рис.: Парциальные ширины распада, найденные аналитически и численно.

Результаты

- ▶ Найдены трилинейные коэффициенты для вершин со сголдстино и хиггсами
- ▶ Аналитически осуществлен поворот к массовому базису и проверено, что формулы для углов смешивания согласуются с численными результатами
- ▶ Численно найдено сечение рождения сголдстино
- ▶ Написана программа для расчета ширин распада сголдстино и Br , сечения двуххиггсовского рождения
- ▶ Исследована зависимость сечения от параметров модели
- ▶ Найдены границы области доминирования глюонов
- ▶ Наложены ограничения сверху с 95% CL на M_3/F в режиме 1:2:1

Усиление двуххиггсовского рождения до уровня около $0.25 \sigma_{prod}(pp \rightarrow s)$ возможно в найденной области параметров μ , $\tan \beta$, M_3 , m_s , m_A .

Вклады ведущего порядка в сечение $\sigma_{SM}(gg \rightarrow hh)$

