

**СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ
С НАРУШЕНИЕМ CP ИНВАРИАНТНОСТИ.
4. ПРОЯВЛЕНИЯ ЯВНОГО CP НАРУШЕНИЯ
В ДВУХДУБЛЕТНОМ СЕКТОРЕ ХИГГСА¹**

© 2004 Э.Н. Ахметзянова, И.В. Горбачева, М.В. Долгополов,²
М.Н. Дубинин,³ И.А. Смирнов⁴

Рассмотрен эффективный двухдублетный хиггсовский потенциал, CP инвариантность которого нарушена явно взаимодействиями хиггсовских полей с третьим поколением скалярных кварков минимальной суперсимметричной модели. Диагонализация его массового члена в локальном минимуме приводит к физическим состояниям бозонов Хиггса без определенной CP четности. В статье представлено исследование спектра масс бозонов Хиггса, а также вычисление ширины распадов и сечения рождения бозонов Хиггса в случае максимального CP смешивания, то есть значительного отличия массовых состояний от CP состояний. Рассмотрены феноменологические следствия как для режима отщепления (decoupling) массовых состояний, так и для случая "сильного смешивания" массовых и CP состояний.

Введение

Эффекты нарушения CP инвариантности естественно возникают в общей двухдублетной модели (the two-Higgs-doublet model — THDM), которая является расширением хиггсовского сектора стандартной модели (SM) на два $SU(2)$ дублета комплексных скалярных полей с ненулевыми вакуумными ожиданиями [1].

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

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

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

⁴Смирнов Илья Алексеевич (ismi@pochta.ru), кафедра безопасности информационных систем Самарского государственного университета, 443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

В первой из серии статей "Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности" [2] 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.

Во второй статье [3] вычислено в ведущем однопетлевом приближении дифференциальное сечение парного рождения легчайших нейтральных бозонов Хиггса в глюон-глюонном взаимодействии в рамках THDM. Проведен сравнительный анализ с аналогичными результатами, полученными в рамках MSSM. Показано, что в определенных областях пространства параметров значения дифференциальных сечений, полученные в рамках моделей THDM и MSSM, существенно различаются.

В третьей статье [1] рассматривался эффективный потенциал двухдублетного хиггсовского сектора MSSM. Исследована эволюция параметров двухдублетного скалярного потенциала с явным нарушением CP инвариантности, граничные условия для которых взяты на масштабе нарушения суперсимметрии M_{SUSY} , и проведен анализ эффективных констант самодействия бозонов Хиггса. Условия диагонализации эффективного двухдублетного потенциала в локальном минимуме зависят от комплексных параметров взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными $\tilde{t}$ и $\tilde{b}$ кварками. Показано, что фазы, нарушающие CP инвариантность в матрице СКМ и в обобщенном двухдублетном потенциале THDM с комплексными параметрами и вакуумными средними, являются независимыми источниками CP нарушения в заряженных токах.

Данная статья является четвертой из серии "Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности". В ней исследуются феноменологические следствия двухдублетной структуры хиггсовского сектора, CP инвариантность которого явно нарушена. Для случая минимальной суперсимметричной модели, когда CP инвариантность эффективного двухдублетного потенциала нарушена взаимодействиями хиггсовских полей с третьим поколением скалярных кварков, получены физические состояния бозонов Хиггса и их спектр масс. Исследуются массы, распады и рождение бозонов Хиггса в случае максимального CP смешивания.

1. Эффективный потенциал THDM

Для введения CP нарушающих эффектов рассмотрим эрмитовый $SU(2) \times U(1)$ инвариантный скалярный потенциал для двухдублетной модели с явным нарушением CP инвариантности при наличии комплексных

параметров:

$$\begin{aligned}
 U(\Phi_1, \Phi_2) = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^{*2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \frac{\lambda_5}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \frac{\lambda_5^*}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
 & + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_6^*(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7^*(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1). \quad (1.1)
 \end{aligned}$$

С другой стороны, известно, что низкоэнергетическая эффективная теория ниже масштаба M_{SUSY} нарушения суперсимметрии хорошо представляется несуперсимметричной двухдублетной моделью THDM (стандартной моделью SM при $m_A \sim M_{\bar{Q}} \sim M_{SUSY}$) и суперсимметричными партнерами, играющими роль регуляризаторов Паули—Вилларса [4]. Выше масштаба M_{SUSY} суперсимметрия восстанавливается, накладывая условия на константы связи λ при масштабе перенормировки $\sigma = M_{SUSY}$. Константы самодействия λ_i в древесном приближении MSSM на масштабе энергий M_{SUSY} действительные и определяются через калибровочные константы связи g_1 и g_2 электрослабой группы калибровочной симметрии $SU(2) \times U(1)$ [5].

Потенциал (1.1) общей двухдублетной модели не обладает CP симметрией, а параметры μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$ двухдублетного эффективного потенциала в хиггсовском секторе MSSM нужно брать комплексными, так как отсутствуют физические обоснования чисто действительных параметров. В MSSM комплексные параметры эффективного хиггсовского потенциала возникают достаточно естественным образом, если предположить, что в секторе скалярных кварков существуют смешивания, аналогичные смешиванию СКМ для трех поколений кварков стандартной модели. Если эти смешивания приводят к сильному нарушению CP инвариантности и скалярный сектор MSSM достаточно сильно связан (т.е. появляются большие мнимые части параметров μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$), отличия наблюдаемых эффектов в модели с нарушением CP от стандартных сигналов для рождения бозонов Хиггса на коллайдерах нового поколения могут быть очень значительными.

С учетом радиационных поправок к граничным условиям параметры λ_i на масштабе m_{top} , полученные в рамках метода эффективного потенциала, имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 = & \frac{g_2^2 + g_1^2}{8} + \frac{3}{32\pi^2} \left[h_b^4 \frac{|A_b|^2}{M_{SUSY}^2} \left(2 - \frac{|A_b|^2}{6M_{SUSY}^2} \right) - h_t^4 \frac{|\mu|^4}{6M_{SUSY}^4} + 2h_b^4 l + \right. \\
 & + \frac{g_2^2 + g_1^2}{4M_{SUSY}^2} (h_t^2 |\mu|^2 - h_b^2 |A_b|^2) \left. \right] + \Delta \lambda_1^{\text{field}} + \\
 & + \frac{1}{768\pi^2} (11g_1^4 + 9g_2^4 - 36(g_1^2 + g_2^2)h_b^2) l, \quad (1.2)
 \end{aligned}$$

$$\lambda_2 = \lambda_1 \quad (t \longleftrightarrow b), \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned}
\lambda_3 = & \frac{g_2^2 - g_1^2}{4} \left[1 - \frac{3}{16\pi^2} (h_t^2 + h_b^2) l \right] + \frac{3}{8\pi^2} h_t^2 h_b^2 \left[l + \frac{1}{2} X_{tb} \right] + \\
& + \frac{3}{96\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left[h_t^4 \left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + h_b^4 \left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \right] + \\
& + \frac{3(g_2^2 - g_1^2) [h_b^2(|\mu|^2 - |A_b|^2) + h_t^2(|\mu|^2 - |A_t|^2)]}{128\pi^2 M_{\text{SUSY}}^2} + \\
& + \Delta \lambda_3^{\text{field}} + \frac{9g_2^4 - 11g_1^4}{384\pi^2} l, \tag{1.4}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\lambda_4 = & -\frac{g_2^2}{2} \left[1 - \frac{3}{16\pi^2} (h_t^2 + h_b^2) l \right] - \frac{3}{8\pi^2} h_t^2 h_b^2 \left[l + \frac{1}{2} X_{tb} \right] + \\
& + \frac{3}{96\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left[h_t^4 \left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + h_b^4 \left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \right] - \\
& - \frac{3g_2^2 [h_b^2(|\mu|^2 - |A_b|^2) + h_t^2(|\mu|^2 - |A_t|^2)]}{64\pi^2 M_{\text{SUSY}}^2} + \Delta \lambda_4^{\text{field}} - \frac{3g_2^4}{64\pi^2} l, \tag{1.5}
\end{aligned}$$

где

$$X_{tb} \equiv \frac{|A_t|^2 + |A_b|^2 + 2\Re(A_b^* A_t)}{2M_{\text{SUSY}}^2} - \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} - \frac{||\mu|^2 - A_b^* A_t|^2}{6M_{\text{SUSY}}^4}. \tag{1.6}$$

Эффективные комплексные параметры $\lambda_{5,6,7}$

$$-\Delta \lambda_5 = -\frac{3}{96\pi^2} \left(h_t^4 \left(\frac{\mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^2} \right)^2 + h_b^4 \left(\frac{\mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^2} \right)^2 \right), \tag{1.7}$$

$$\begin{aligned}
-\Delta \lambda_6 = & \frac{3}{96\pi^2} \left[h_t^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^4} - h_b^4 \frac{\mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(6 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + \right. \\
& \left. + (h_b^2 A_b - h_t^2 A_t) \frac{3\mu}{M_{\text{SUSY}}^2} \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} \right], \tag{1.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-\Delta \lambda_7 = & \frac{3}{96\pi^2} \left[h_b^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^4} - h_t^4 \frac{\mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(6 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + \right. \\
& \left. + (h_t^2 A_t - h_b^2 A_b) \frac{3\mu}{M_{\text{SUSY}}^2} \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} \right]. \tag{1.9}
\end{aligned}$$

Однопетлевые вклады перенормировки поля в (1.2)–(1.5) имеют вид

$$\begin{aligned}
\Delta \lambda_1^{\text{field}} &= \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)A'_{11}, & \Delta \lambda_2^{\text{field}} &= \frac{1}{2}(g_1^2 + g_2^2)A'_{22}, \\
\Delta \lambda_3^{\text{field}} &= -\frac{1}{4}(g_1^2 - g_2^2)(A'_{11} + A'_{22}), & \Delta \lambda_4^{\text{field}} &= -\frac{1}{2}g_2^2(A'_{11} + A'_{22}), \\
\Delta \lambda_5^{\text{field}} &= 0, \\
\Delta \lambda_6^{\text{field}} &= \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2)(A'_{12} - A'_{21}^*) = 0, & \Delta \lambda_7^{\text{field}} &= \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2)(A'_{21} - A'_{12}^*) = 0,
\end{aligned} \tag{1.10}$$

где

$$A'_{ij} = -\frac{3}{96\pi^2 M_{\text{SUSY}}^2} \left[h_t^2 \begin{bmatrix} |\mu|^2 & -\mu^* A_t^* \\ -\mu A_t & |A_t|^2 \end{bmatrix} + h_b^2 \begin{bmatrix} |A_b|^2 & -\mu^* A_b^* \\ -\mu A_b & |\mu|^2 \end{bmatrix} \right] \left(1 - \frac{1}{2} l \right).$$

Здесь и в других формулах $l \equiv \ln \left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} \right)$, где σ — масштаб перенормировки.

Параметры λ_i эффективного двухдублетного потенциала MSSM рассматривались ранее в [6] для случая нарушенной CP инвариантности и в [7, 8] для случая CP сохранения. Проведено численное сравнение эффективных параметров инвариантного потенциала (табл. 1 и 2), полученных в данной работе с результатами других авторов, в частности с работой [6].

Таблица 1

Сравнение поправок к параметрам λ_i на масштабе m_{top} при значениях констант, совпадающих с [9]

i	1	2	3	4	5	6	7
приближение $\mathcal{O}(h_t^4)$	0.907	-0.203	0.057	0.057	0.227	-0.453	0.057
$\Delta\lambda_i$	0.860	-0.182	0.054	0.072	0.227	-0.442	0.046
1-петл. [6]	0.907	-0.191	0.064	0.043	0.227	-0.453	0.057
1-петл. + 2-петл. [6]	0.761	-0.152	0.052	0.032	0.135	-0.371	0.044
2-петл. [6]	-0.146	0.039	-0.012	-0.011	-0.092	0.082	-0.013
1-петл. (D+поле)	-0.047	0.009	-0.010	0.028	0	0.011	-0.011
$100\% \frac{\Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ})-\Delta\lambda(2-\text{П.})}{\Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ})}$	-211	-311	-20	139	—	-647	-15
$100\% \frac{ \Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ}) - \Delta\lambda(2-\text{П.}) }{ \Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ}) }$	-211	-311	-20	61	—	-647	-15
1-п.+2-п. + 1-п. (D+поле)	0.715	-0.143	0.042	0.061	0.135	-0.360	0.033

Примечание. Фиксируемые параметры $m_Z = 91.19 \text{ ГэВ}$, $m_b = 3 \text{ ГэВ}$, $m_t = 175 \text{ ГэВ}$, $m_W = 79.96 \text{ ГэВ}$, $g_2 = 0.6517$, $g_1 = 0.3573$, $v = 245.4 \text{ ГэВ}$, $\alpha_S(m_t) = 0.1072$, $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500 \text{ ГэВ}$, $\sigma = m_t$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $|\mu| = 2000 \text{ ГэВ}$, $\varphi \equiv \arg(\mu A_{t,b}) = 0$, $|A_t| = |A_b| = A = 1000 \text{ ГэВ}$

В наших вычислениях учтены дополнительно однопетлевые вклады от D -членов, которые отвечают слагаемым с калибровочными константами g_2^2 , g_1^2 в полученных нами выражениях для эффективных параметров (1.2)–(1.9), и однопетлевые вклады $\Delta\lambda_{1,\dots,4}^{\text{field}}$ перенормировки поля.

$$\Delta\lambda_i = \{\text{однопетлевой вклад}\} +$$

$$+ \{\text{однопетл. вклад } (D - \text{ члены} + \text{перенормировка поля})\}.$$

В работах [6, 8] эти вклады не учитываются.

Для феноменологического анализа обычно полагают $A_t = A_b \equiv A$ и вводят универсальную фазу μA , так что $\lambda_5 = |\lambda_5| \exp[i 2 \arg(\mu A)]$, $\lambda_6 = |\lambda_6| \exp[i \arg(\mu A)]$, $\lambda_7 = |\lambda_7| \exp[i \arg(\mu A)]$.

В выражениях (1.2)–(1.5) $\Delta\lambda_{1,\dots,4}^{\text{field}}$ являются действительными до двухпетлевого приближения и совпадают с результатами [6, 8] с точностью до вкладов D -членов и членов $\Delta\lambda_{1,\dots,4}^{\text{field}}$. При действительных μ , A выражения (1.2)–(1.9) соответствуют результатам [7], если пренебречь членами порядка $\mathcal{O}(h_t^4)$. Однопетлевые поправки от перенормировки поля и от D -членов

Таблица 2

Сравнение поправок к параметрам λ_i на масштабе m_{top} при значениях констант, совпадающих с [9]

i	1	2	3	4	5	6	7
приближение $\mathcal{O}(h_t^4)$	0.907	-0.215	0.213	0.213	0.383	-0.590	-0.028
$\Delta\lambda_i$	0.860	-0.186	0.210	0.225	0.383	-0.575	-0.042
1-петл. [6]	0.907	-0.203	0.218	0.202	0.383	-0.590	0.028
1-петл. + 2-петл. [6]	0.761	-0.162	0.175	0.159	0.228	-0.483	-0.022
2-петл. [6]	-0.146	0.042	-0.043	-0.043	-0.155	0.107	0.006
1-петл. (D+поле)	-0.047	0.017	-0.008	0.022	0	0.014	-0.014
100% $\frac{\Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ})-\Delta\lambda(2-\text{П.})}{\Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ})}$	-211	-147	-440	291	—	-647	144
100% $\frac{ \Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ}) - \Delta\lambda(2-\text{П.}) }{ \Delta\lambda(D+\text{ПОЛЕ}) }$	-211	-147	-440	-91	—	-647	56
1-п.+2-п. + 1-п. (D+поле)	0.715	-0.145	0.166	0.182	0.228	-0.468	-0.036

Примечание. Фиксируемые параметры $m_Z = 91.19 \text{ ГэВ}$, $m_b = 3 \text{ ГэВ}$, $m_t = 175 \text{ ГэВ}$, $m_W = 79.96 \text{ ГэВ}$, $g_2 = 0.6517$, $g_1 = 0.3573$, $v = 245.4 \text{ ГэВ}$, $\alpha_s(m_t) = 0.1072$, $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500 \text{ ГэВ}$, $\sigma = m_t$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $|\mu| = 2000 \text{ ГэВ}$, $\varphi \equiv \arg(\mu A_{tb}) = 0$, $|A_t| = |A_b| = A = 1300 \text{ ГэВ}$

необходимо учитывать, так как они могут быть одного порядка и даже больше ведущих двухпетлевых поправок (см. табл. 1 и 2).

2. Массовый базис и CP состояния бозонов Хиггса

Для получения физического спектра масс бозонов Хиггса и констант их взаимодействия, определяемых эффективным потенциалом, необходимо диагонализировать его массовый член в локальном минимуме [10]. Диагонализация в минимуме проводится следующим образом. Сначала нефизические компоненты дублетов выражаются через (физические при $\varphi = 0$) CP четные поля h, H и CP нечетное поле A (т.н. "псевдоскаляр") и голдстоуновское поле G^0 . При этом в потенциале появляются смешанные слагаемые hA , HA в связи с наличием комплексных параметров в эффективном потенциале, массовая матрица является недиагональной. Для устранения недиагональных элементов проводится ортогональное вращение в базисе h, H и A [10, 1], в результате чего появляются физические бозоны Хиггса h_1, h_2, h_3 , не обладающие определенной CP четностью. Однако диагонализацию можно проводить, сразу переходя от нефизических компонент дублетов к физическим состояниям бозонов Хиггса, не вводя промежуточный базис h, H и A [9, 11, 12]. Промежуточные состояния удобны тем, что можно проиллюстрировать предельный переход от базиса модели с нарушением CP инвариантности к модели MSSM с CP сохранением и сделать сравнение.

Переход от нефизических компонент дублетов в эффективном потенциале к полям h, H, A и G^0 осуществляется с помощью линейного преобразования

$$h = -\eta_1 \sin \alpha(\varphi) + \eta_2 \cos \alpha(\varphi), \quad (2.1)$$

$$H = \eta_1 \cos \alpha(\varphi) + \eta_2 \sin \alpha(\varphi), \quad (2.2)$$

$$A = -\chi_1 \sin \beta + \chi_2 \cos \beta, \quad (2.3)$$

$$G^0 = \chi_1 \cos \beta + \chi_2 \sin \beta, \quad (2.4)$$

где $\tan \beta = v_2/v_1$,

$$\begin{aligned} \tan 2\alpha = \\ = \frac{s_{2\beta}(m_A^2 + m_Z^2) + v^2((\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4)s_{2\beta} + 2c_\beta^2 \operatorname{Re}\Delta\lambda_6 + 2s_\beta^2 \operatorname{Re}\Delta\lambda_7)}{c_{2\beta}(m_A^2 - m_Z^2) + v^2(\Delta\lambda_1 c_\beta^2 - \Delta\lambda_2 s_\beta^2 - \operatorname{Re}\Delta\lambda_5 c_{2\beta} + (\operatorname{Re}\Delta\lambda_6 - \operatorname{Re}\Delta\lambda_7)s_{2\beta})}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

и использованы соотношения $g_1^2 + g_2^2 = g^2 m_Z^2 / m_W^2$, $g_2^2 - g_1^2 = g_1^2 (2 - m_Z^2 / m_W^2)$. Обращение в нуль членов потенциала, линейных по полям, обеспечивается условиями минимизации

$$\mu_1^2 = \lambda_1 v_1^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 + \operatorname{Re}\lambda_5) \frac{v_2^2}{2} - \operatorname{Re}\mu_{12}^2 \tan \beta + \frac{v^2 s_\beta^2}{2} (3\operatorname{Re}\lambda_6 \operatorname{ctg} \beta + \operatorname{Re}\lambda_7 \tan \beta), \quad (2.6)$$

$$\mu_2^2 = \lambda_2 v_2^2 + (\lambda_3 + \lambda_4 + \operatorname{Re}\lambda_5) \frac{v_1^2}{2} - \operatorname{Re}\mu_{12}^2 \operatorname{ctg} \beta + \frac{v^2 c_\beta^2}{2} (\operatorname{Re}\lambda_6 \operatorname{ctg} \beta + 3\operatorname{Re}\lambda_7 \tan \beta), \quad (2.7)$$

$$\operatorname{Im} \mu_{12}^2 = \frac{v^2}{2} (s_\beta c_\beta \operatorname{Im}\lambda_5 + c_\beta^2 \operatorname{Im}\lambda_6 + s_\beta^2 \operatorname{Im}\lambda_7). \quad (2.8)$$

Дополнительное физическое условие:

$$\operatorname{Re} \mu_{12}^2 = s_\beta c_\beta [m_A^2 - \frac{v^2}{2} (2\operatorname{Re}\Delta\lambda_5 + \operatorname{Re}\Delta\lambda_6 \operatorname{ctg} \beta + \operatorname{Re}\Delta\lambda_7 \tan \beta)]. \quad (2.9)$$

Массовый член эффективного потенциала в результате подстановки (2.1)–(2.4), (2.6), (2.7) имеет вид

$$U_{\text{mass}} = c_1 hA + c_2 HA + \frac{m_h^2}{2} H^2 + \frac{m_H^2}{2} H^2 + \frac{m_A^2}{2} A^2 + m_{H^\pm}^2 H^+ H^-, \quad (2.10)$$

где массы нейтральных h и H и заряженного бозонов Хиггса равны

$$\begin{aligned} m_h^2 = & s_{\alpha+\beta}^2 m_Z^2 + c_{\alpha-\beta}^2 m_A^2 - \\ & - v^2 (\Delta\lambda_1 s_\alpha^2 c_\beta^2 + \Delta\lambda_2 c_\alpha^2 s_\beta^2 - 2(\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4) c_\alpha c_\beta s_\alpha s_\beta + \operatorname{Re}\Delta\lambda_5 (s_\alpha^2 s_\beta^2 + c_\alpha^2 c_\beta^2) - \\ & - 2c_{\alpha+\beta} (\operatorname{Re}\Delta\lambda_6 s_\alpha c_\beta - \operatorname{Re}\Delta\lambda_7 c_\alpha s_\beta)), \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} m_H^2 = & c_{\alpha+\beta}^2 m_Z^2 + s_{\alpha-\beta}^2 m_A^2 - \\ & - v^2 (\Delta\lambda_1 c_\alpha^2 c_\beta^2 + \Delta\lambda_2 s_\alpha^2 s_\beta^2 + 2(\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4) c_\alpha c_\beta s_\alpha s_\beta + \operatorname{Re}\Delta\lambda_5 (c_\alpha^2 s_\beta^2 + s_\alpha^2 c_\beta^2) + \\ & + 2s_{\alpha+\beta} (\operatorname{Re}\Delta\lambda_6 c_\alpha c_\beta + \operatorname{Re}\Delta\lambda_7 s_\alpha s_\beta)), \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 - \frac{v^2}{2} (\operatorname{Re}\Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4). \quad (2.13)$$

Факторы при недиагональных членах hA и HA в минимуме можно записать в виде

$$c_1 = \frac{v^2}{2} (s_\alpha s_\beta - c_\alpha c_\beta) \operatorname{Im}\lambda_5 + v^2 (s_\alpha c_\beta \operatorname{Im}\lambda_6 - c_\alpha s_\beta \operatorname{Im}\lambda_7), \quad (2.14)$$

$$c_2 = -\frac{v^2}{2} (s_\alpha c_\beta + c_\alpha s_\beta) \operatorname{Im}\lambda_5 - v^2 (c_\alpha c_\beta \operatorname{Im}\lambda_6 + s_\alpha s_\beta \operatorname{Im}\lambda_7).$$

Они содержат только мнимые части параметров $\text{Im } \mu_{12}^2$, $\text{Im } \lambda_{5,6,7}$.

Для устранения недиагональных членов hA и HA проводится ортогональное преобразование в секторе h, H, A (см. детали в [10, 1]), в результате чего появляются физические бозоны Хиггса h_1, h_2, h_3 , не обладающие определенной CP четностью. Собственные значения матрицы M^2 определяют квадраты их масс, а ее нормированные собственные векторы определяют строки в матрице смешивания a_{ij} : $(h, H, A) = a_{ij} h_j$.

Квадраты масс физических бозонов Хиггса ($m_{h_1}^2 \leq m_{h_2}^2 \leq m_{h_3}^2$):

$$\begin{aligned} m_{h_1}^2 &= 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \\ m_{h_2}^2 &= 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\theta + 4\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \\ m_{h_3}^2 &= 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где

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

И компоненты собственных векторов $a_{ij} = a'_{ij}/n_j$:

$$\begin{aligned} a'_{11} &= ((m_H^2 - m_{h_1}^2)(m_A^2 - m_{h_1}^2) - c_2^2), \quad a'_{21} = c_1 c_2, \quad a'_{31} = -c_1(m_H^2 - m_{h_1}^2), \\ a'_{12} &= -c_1 c_2, \quad a'_{22} = -((m_h^2 - m_{h_2}^2)(m_A^2 - m_{h_2}^2) - c_1^2), \quad a'_{32} = c_2(m_h^2 - m_{h_2}^2), \\ a'_{13} &= -c_1(m_H^2 - m_{h_3}^2), \quad a'_{23} = -c_2(m_h^2 - m_{h_3}^2), \quad a'_{33} = (m_h^2 - m_{h_3}^2)(m_H^2 - m_{h_3}^2), \\ a &= \begin{pmatrix} k_1 a_{11} & k_2 a_{12} & k_3 a_{13} \\ k_1 a_{21} & k_2 a_{22} & k_3 a_{23} \\ k_1 a_{31} & k_2 a_{32} & k_3 a_{33} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

$n_i = \sqrt{(a'_{1i})^2 + (a'_{2i})^2 + (a'_{3i})^2}$. В диагонализированной массовой матрице $m_{h_1}, m_{h_2}, m_{h_3}$ располагаются по диагонали сверху вниз, и в предельных случаях при $c_1 = c_2 = 0$ имеет место соответствие

$$m_{h_1} = \min\{m_h, m_H, m_A\}, \quad m_{h_3} = \max\{m_h, m_H, m_A\}. \quad (2.17)$$

По мере изменения фазы φ параметры c_1 и c_2 могут менять знак, причем области положительно и отрицательно определенных c_1 и c_2 функционально зависят от параметров m_A (выбор $m_{H^\pm}$ более физичен), $\text{tg } \beta$, A , μ , M_{SUSY} . При переходе через нули c_1 и c_2 матричные элементы a_{ij} должны менять знаки k_j (см. (2.16)) соответственно требованию наличия ортонормированного базиса собственных векторов-полей и определителя, равного $+1$. Отметим, что при увеличении $\Delta\lambda_i$ знаменатель (2.5) может менять знак,

вследствие чего для упорядочения по массам нужно определять угол $\alpha(\varphi)$ согласованно с граничным условием на масштабе M_{SUSY} известного вида $m_A^2 + m_Z^2 = -(m_H^2 - m_h^2) \sin 2\alpha / \sin 2\beta$.

Зависимости масс бозонов Хиггса от параметров $m_{H^\pm}$, $\tan \beta$, $A_{t,b}$, μ и фазы $\varphi = \arg(\mu A)$, а также поведение матричных элементов a_{ij} , характеризующих смешанные состояния, показаны на рис. 1–5 и в табл. 3–7. Для иллюстрации всех графических зависимостей выбраны области параметров (на основе анализа контурплотов), где максимально отличие массы (и ширины распада) физического бозона Хиггса h_1 от соответствующего предельного значения при $\varphi = 0$ (равного $m_h(\varphi = 0)$), то есть области максимального CP смешивания. Отличие между CP состоянием $h(\varphi)$ и массовым состоянием h_1 может достигать существенных значений для малых масс физического заряженного бозона Хиггса $m_{H^\pm} < 250$ ГэВ (см. рис. 2, а, где тонкая линия соответствует CP состоянию $h(\varphi)$, а жирные линии — массовому состоянию бозона Хиггса h_1). При больших массах $m_{H^\pm}$ отличие существенно меньше, поэтому на остальных графиках не иллюстрировалось.

При $c_1 = c_2 = 0$ матрица смешивания диагональна и $a_{11} = a_{22} = a_{33} = 1$, если $m_A > m_H$, что соответствует триплету физических состояний (h, H, A) . Физические состояния рис. 4 в окрестности CP сохраняющего предела $\varphi = 0$ другие, а именно, если мы приближаемся к значению $\varphi = 0$ справа — имеем триплет состояний $(h, -A, H)$ (см. на рис. 4, с; d: $a_{11} \rightarrow 1$, $a_{22}, a_{33} \rightarrow 0$, $a_{23} \rightarrow 1$, $a_{32} \rightarrow -1$). Этот скачок матричных элементов a_{ij} при нулевой фазе (малые квантовые осцилляции фазы приводят к "перебросу" состояний в триплете, что напоминает картины классических неравновесных явлений и фазовых переходов) связан с тем, что мы удерживаем в массовой матрице упорядочение по состояниям $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$ сверху вниз по диагонали. Эта картина "перебрасывания" возможна и при других, не обязательно нулевых φ , когда имеется пересечение кривых $m_H(\varphi)$ и $m_A(\varphi)$. При $m_{H^\pm}$ около 230 ГэВ (при $\varphi = 0$) $m_H = m_A$ и $m_{h_2} = m_{h_3}$, т.е. при этом значении массы заряженного скаляра состояния H и A не имеют отчетливой ориентации в плоскости, перпендикулярной состоянию h , и далее при $m_{H^\pm} = 180$ ГэВ, например, ($m_H > m_A$ при $\varphi = 0$) необходимо перейти от триплета (h, H, A) к триплету $(h, -A, H)$, чтобы сохранить упорядочение $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$.

Можно поступить иначе — не требовать упорядочения $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$ и сделать матричные элементы a_{ij} непрерывными в нуле фазы. Для этого в (2.16) нужно поменять местами m_{h_2} и m_{h_3} и переопределить знаки второго и третьего собственных векторов массовой матрицы. Однако после этого скачок a_{ij} появится при $\varphi = \pi$ (что тоже есть CP сохраняющий предел) для малых масс $m_{H^\pm}$.

Для обеспечения непрерывности матричных элементов и сохранения левого базиса состояний определяем соответствующим образом знаки единичных факторов k_j . Это нужно делать при значениях параметров, когда обращаются в нуль $c_1 \cdot c_2$, c_2 , c_1 и a_{33} , сохраняя условие равенства +1 определи-

Таблица 3

Сравнение масс, ширин распада и сечения h_1 в зависимости от фазы $\varphi = \arg(\mu A_{t,b})$

Сравнение	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
$m_{h_1}, \text{ ГэВ}$	115.4	118.7	125.9	131.4	130.7	125.2	122.0
m_1	112.1	114.4	119.7	124.2	125.0	123.0	121.6
$m_{h_1} [9]$	106.8	109.0	113.9	117.4	114.9	105.7	99.4
m_{h_2}	295.5	289.6	279.7	269.3	262.2	259.8	259.6
m_2	294.4	291.0	283.9	276.2	270.6	268.1	267.6
$m_{h_2} [9]$	302.2	297.8	290.9	282.2	273.9	268.3	264.4
m_{h_3}	297.1	299.5	300.4	299.9	298.8	297.6	297.1
m_3	298.2	299.1	299.2	298.2	296.7	295.1	294.4
$m_{h_3} [9]$	302.3	304.4	305.0	304.5	303.5	302.4	302.0
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	1.378	1.529	1.907	2.220	2.101	1.707	1.516
$\Gamma'_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	1.283	1.381	1.624	1.841	1.846	1.687	1.597
$\Gamma''_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	2.128	2.373	2.991	3.496	3.266	2.593	2.277
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4 [9]$	1.878	1.964	2.107	1.961	1.262	0.503	0.263
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	7.703	8.593	10.981	13.313	12.953	10.645	9.508
$\Gamma'_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	6.887	7.447	8.896	10.369	10.683	9.935	9.460
$\Gamma''_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	7.580	8.480	10.910	13.300	12.941	10.594	9.441
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6 [9]$	5.796	6.287	7.605	8.996	8.969	7.223	6.101
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$	0.469	0.449	0.394	0.365	0.481	0.672	0.672
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10} [9]$	0.345	0.335	0.310	0.329	0.385	0.529	0.592
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$	0.212	0.204	0.179	0.166	0.218	0.304	0.341
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5} [9]$	0.157	0.152	0.141	0.137	0.175	0.240	0.269
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$	0.591	0.567	0.498	0.461	0.607	0.848	0.950
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3} [9]$	0.435	0.423	0.391	0.382	0.485	0.668	0.746
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$	0.194	0.201	0.217	0.228	0.223	0.205	0.194
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8} [9]$	0.237	0.242	0.263	0.260	0.251	0.225	0.208
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$	0.202	0.194	0.170	0.158	0.208	0.290	0.325
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7} [9]$	0.193	0.187	0.171	0.167	0.212	0.297	0.335
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$	0.744	0.713	0.626	0.580	0.764	1.066	1.195
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5} [9]$	0.709	0.687	0.629	0.612	0.780	1.089	1.230
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$	0.083	0.086	0.093	0.097	0.095	0.088	0.083
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3} [9]$	0.101	0.103	0.108	0.111	0.107	0.096	0.089
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$	0.504	0.483	0.424	0.393	0.518	0.724	0.810
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2} [9]$	0.481	0.469	0.426	0.414	0.528	0.737	0.832
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1), \text{ фбн}$	162	154	137	123	124	136	143

Примечание. Фиксируемые параметры $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, $\alpha_{EM}(m_Z) = 0.007812$, $\alpha_s(m_Z) = 0.1172$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500 \text{ ГэВ}$, $|A_t| = |A_b| = A = 1000 \text{ ГэВ}$, $|\mu| = 2000 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$; массы $m_{1,2,3}$ и ширины распадов $\Gamma'_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma'_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ получены по формулам нашего способа диагонализации с использованием выражений для одно- и двухпетлевых поправок к параметрам λ из работы [6]; ширины распадов $\Gamma_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$, $\Gamma'_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma'_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ включают в себя только ведущие однопетлевые вклады от t и b кварков; ширины распадов $\Gamma''_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma''_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ содержат однопетлевые вклады фермионов (t , b) и сфермионов ($\tilde{t}$, $\tilde{b}$), $W^\pm$, $H^\pm$ и заряженных суперсимметричных частиц (чарджино), дополнительные параметры $MQ_3 = ML_3 = MU_3 = MD_3 = ME_3 = 500 \text{ ГэВ}$, $M_2 = 100 \text{ ГэВ}$

теля матрицы смешивания при любых параметрах. С этих позиций удобно оставить упорядочение по массам.

Таблица 4

Сравнение масс, ширин распада и сечения h_1 в зависимости от фазы $\varphi = \arg(\mu A_{t,b})$

Сравнение	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
$m_{h_1}, \text{ ГэВ}$	102.0	105.4	114.3	122.0	91.2	58.1	39.5
$m_{h_1} [9]$	99.5	102.1	108.8	114.4	93.9	47.0	—
m_{h_2}	175.1	167.0	149.2	127.5	138.4	147.9	152.0
$m_{h_2} [9]$	174.9	169.0	156.0	138.4	136.0	142.9	—
m_{h_3}	180.7	183.0	183.9	182.7	180.2	177.0	175.1
$m_{h_3} [9]$	179.0	180.9	181.7	180.9	179.0	176.6	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	0.568	0.647	0.890	0.140	0.101	0.099	0.107
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4 [9]$	1.211	1.324	1.622	1.373	0.098	0.251	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	4.273	4.664	5.705	0.049	0.882	0.273	0.094
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6 [9]$	4.116	4.517	5.839	8.081	3.296	3.925	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$	1.517	1.574	1.763	5.034	3.446	2.165	2.273
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10} [9]$	1.000	0.987	0.895	0.830	2.463	1.484	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$	0.688	0.714	0.800	2.283	1.564	0.982	0.103
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5} [9]$	0.453	0.448	0.406	0.377	1.112	0.674	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$	0.191	0.198	0.222	0.635	0.434	0.272	0.028
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3} [9]$	1.260	1.244	1.128	1.047	3.105	1.860	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$	0.124	0.132	0.133	0.021	0.089	0.023	0.063
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8} [9]$	0.185	0.191	0.211	0.226	0.089	0.034	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$	0.655	0.680	0.761	2.175	1.489	0.935	0.098
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7} [9]$	0.566	0.556	0.499	0.459	1.407	0.963	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$	2.406	2.498	2.797	7.989	5.469	3.436	0.360
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5} [9]$	2.078	2.042	1.831	1.685	5.170	3.538	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$	0.053	0.056	0.057	0.009	0.038	0.010	0.027
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3} [9]$	0.079	0.081	0.089	0.096	0.038	0.014	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$	1.629	1.691	1.896	5.417	3.698	2.300	2.370
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2} [9]$	1.406	1.382	1.241	1.141	3.499	2.341	—
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1), \text{ фбн}$	160	150	123	$7.8 \cdot 10^{-3}$	47	74	86

Примечание. Фиксируемые параметры $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, $\alpha_{EM}(m_Z) = 0.007812$, $\alpha_S(m_Z) = 0.1172$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500 \text{ ГэВ}$, $|A_t| = |A_b| = A = 1000 \text{ ГэВ}$, $|\mu| = 2000 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 180 \text{ ГэВ}$

Полезно проанализировать графики для m_H и m_A в зависимости от $m_{H^\pm}$ при фазе $\varphi = 0, \pi$ и наоборот — от фазы при фиксированном $m_{H^\pm}$. Отличие для малых ($< 230 \text{ ГэВ}$) и больших ($> 230 \text{ ГэВ}$) $m_{H^\pm}$ в том, что при малых — точка пересечения m_H и m_A при φ от 0 до π одна, а больших $m_{H^\pm}$ — две. Когда точек пересечения две, то при $\varphi = 0$ $m_A > m_H$ и при $\varphi = \pi$ $m_A > m_H$, а когда одна, то при $\varphi = 0$ $m_A < m_H$, а при $\varphi = \pi$ $m_A > m_H$. Поэтому либо при $\varphi = 0$ надо перейти от триплета (h, H, A) к состоянию $(h, -A, H)$, если требуем $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$, либо при $\varphi = \pi$ надо сделать переход к состоянию $(-h, -A, -H)$.

Вычисления показывают, что можно уменьшать значение массы заряженного скаляра лишь до значения $m_{H^\pm} = 174 \text{ ГэВ}$. Вблизи него $m_{h_1}^2 \rightarrow 0$ и далее становится отрицательным. Интересно отметить, что при исполь-

Таблица 5

Сравнение масс, ширин распада и сечения h_1 в зависимости от фазы $\varphi = \arg(\mu A_{t,b})$

Сравнение	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
m_{h_1} , ГэВ	92.2	101.6	119.7	131.0	130.5	124.7	121.7
m_{h_1} [9]	111.1	113.2	117.0	115.1	92.3	—	—
m_{h_2}	255.2	254.2	253.7	259.0	270.8	283.0	289.2
m_{h_2} [9]	298.7	294.0	284.3	271.6	259.6	—	—
m_{h_3}	297.2	297.8	299.1	300.2	300.4	299.1	297.2
m_{h_3} [9]	303.0	304.7	305.7	305.5	304.7	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	0.512	0.744	1.453	2.153	2.139	1.783	1.617
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$ [9]	0.555	0.024	0.563	1.432	0.975	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	3.234	4.576	8.722	13.085	12.887	10.541	9.507
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$ [9]	14.480	12.940	8.676	3.417	8.278	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$	0.913	0.889	0.694	0.428	0.411	0.496	0.531
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$ [9]	0.375	0.358	0.318	0.341	0.539	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$	0.414	0.403	0.315	0.194	0.186	0.225	0.241
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$ [9]	0.170	0.163	0.144	0.155	0.245	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$	1.151	1.122	0.876	0.540	0.518	0.626	0.670
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$ [9]	0.473	0.4517	0.401	0.430	0.679	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$	0.132	0.154	0.198	0.225	0.224	0.211	0.203
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$ [9]	0.244	0.249	0.259	0.254	0.196	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$	0.394	0.384	0.299	0.185	0.177	0.214	0.229
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$ [9]	0.208	0.198	0.175	0.188	0.309	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$	1.449	1.412	1.101	0.679	0.651	0.788	0.843
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$ [9]	0.766	0.728	0.643	0.692	1.135	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$	0.056	0.065	0.084	0.096	0.096	0.090	0.086
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$ [9]	0.104	0.106	0.111	0.109	0.839	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$	0.980	0.956	0.746	0.461	0.442	0.534	0.571
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$ [9]	0.512	0.493	0.436	0.469	0.768	—	—
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1)$, фбн	195	180	148	124	125	139	146

Примечание. Фиксируемые параметры $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, $\alpha_{EM}(m_Z) = 0.007812$, $\alpha_S(m_Z) = 0.1172$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500 \text{ ГэВ}$, $|A_t| = |A_b| = A = -1200 \text{ ГэВ}$, $|\mu| = 2000 \text{ ГэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$

зуемых параметрах A , μ , и $m_{H^\pm} \approx 174 \div 176$ (не доходя до 180 ГэВ), m_A пересекает m_h на графике зависимости от φ . Физически это соответствует примерно равным массам скаляров и сильному смешиванию CP состояний h , H , A при малых $m_{H^\pm}$.

В заключение данного раздела приводим табл. 3–7. В них содержатся численные значения масс бозонов Хиггса, полученные в рамках настоящего подхода при различных значениях фазы φ . В этих таблицах представлены также результаты, полученные при помощи уже упоминавшегося пакета CPsuperH [9]. Авторы CPsuperH используют другой способ диагонализации массового члена (в частности, в аналоге массовой матрицы M_{12} и M_{21} не равны нулю, поскольку диагонализация проводится непосредственно в базисе нефизических состояний). Налицо качественное соответствие ре-

Таблица 6

Сравнение масс, ширин распада и сечения h_1 в зависимости от фазы $\varphi = \arg(\mu A_{t,b})$

Сравнение	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
m_{h_1} , ГэВ	124.8	127.6	131.8	127.6	106.9	76.0	58.2
m_{h_1} [9]	113.3	115.1	117.5	108.7	35.84	—	—
m_{h_2}	284.8	278.4	265.2	253.6	250.3	252.7	254.4
m_{h_2} [9]	296.0	290.9	279.4	264.1	256.0	—	—
m_{h_3}	297.3	299.0	300.4	300.4	299.3	298.0	297.3
m_{h_3} [9]	303.5	304.9	306.1	306.1	305.5	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	1.756	1.922	2.217	1.945	0.945	0.268	0.116
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$ [9]	2.037	2.063	1.844	0.689	0.080	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	10.576	11.677	13.497	11.562	5.519	1.667	0.708
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$ [9]	7.421	8.008	9.154	7.841	0.331	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$	0.547	0.501	0.400	0.478	0.784	0.812	0.689
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$ [9]	0.382	0.359	0.311	0.319	0.374	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$	0.248	0.227	0.181	0.216	0.356	0.368	0.312
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$ [9]	0.173	0.163	0.141	0.145	0.170	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$	0.690	0.632	0.505	0.602	0.989	1.022	0.866
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$ [9]	0.482	0.453	0.392	0.398	0.473	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$	0.208	0.216	0.227	0.218	0.173	0.110	0.078
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$ [9]	0.248	0.253	0.261	0.084	0.239	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$	0.236	0.217	0.173	0.206	0.339	0.351	0.298
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$ [9]	0.211	0.198	0.171	0.218	0.209	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$	0.868	0.796	0.636	0.758	1.246	1.289	1.094
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$ [9]	0.777	0.728	0.628	0.802	0.768	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$	0.089	0.092	0.097	0.093	0.074	0.047	0.033
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$ [9]	0.106	0.108	0.111	0.035	0.102	—	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$	0.588	0.540	0.431	0.514	0.843	0.869	0.732
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$ [9]	0.526	0.494	0.425	0.521	0.520	—	—
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1)$, фбн	139	132	122	132	172	218	238

Примечание. Фиксируемые параметры $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$, $\alpha_{EM}(m_Z) = 0.007812$, $\alpha_S(m_Z) = 0.1172$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $|A_t| = |A_b| = A = \mathbf{1300}$ ГэВ, $|\mu| = 2000$ ГэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ

результатов, однако различие в подходах делает точное численное сравнение очень затруднительным. Разница в массах обусловлена подходом к диагонализации и выделению CP четных и CP нечетного состояний в модели с двумя хиггсовскими дублетами с явным нарушением CP инвариантности. С помощью программы CPsuperH при некоторых значениях параметров не удается получить массы физических бозонов Хиггса, а следовательно, и ширины распадов. Это связано с тем, что массовая матрица бозонов Хиггса [9] содержит комплексные или отрицательные собственные значения, или с невозможностью проведения корректной процедуры диагонализации.

Таблица 7

Сравнение масс, ширин распада и сечения h_1 в зависимости от фазы $\varphi = \arg(\mu A_{t,b})$

Сравнение	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
m_{h_1} , ГэВ	118.7	121.1	126.5	131.0	131.8	129.8	128.5
m_{h_1} [9]	108.8	110.5	114.2	117.2	116.8	113.3	111.1
m_{h_2}	293.7	289.3	283.2	277.6	274.5	273.9	274.2
m_{h_2} [9]	298.1	295.0	290.5	285.7	282.0	280.1	279.7
m_{h_3}	294.5	296.8	297.7	297.4	296.4	295.1	2974.5
m_{h_3} [9]	298.5	300.2	300.7	300.2	299.0	297.7	297.1
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$	1.518	1.637	1.930	2.189	2.203	2.035	1.939
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \times 10^4$ [9]	1.947	2.006	2.098	2.008	1.593	1.089	0.878
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$	8.602	9.328	11.209	13.097	13.470	12.549	11.983
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \times 10^6$ [9]	6.281	6.680	7.725	8.859	9.227	8.676	8.252
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$	0.464	0.446	0.401	0.372	0.417	0.507	0.549
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \times 10^{-10}$ [9]	0.348	0.338	0.317	0.306	0.341	0.408	0.442
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$	0.210	0.202	0.182	0.169	0.189	0.230	0.249
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \times 10^{-5}$ [9]	0.158	0.154	0.144	0.139	0.155	0.185	0.200
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$	0.585	0.562	0.505	0.468	0.526	0.639	0.693
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \times 10^{-3}$ [9]	0.438	0.427	0.399	0.386	0.430	0.515	0.557
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$	0.200	0.205	0.217	0.227	0.227	0.219	0.215
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \times 10^{-8}$ [9]	0.241	0.245	0.254	0.260	0.258	0.247	0.240
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$	0.200	0.193	0.173	0.161	0.180	0.219	0.237
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \times 10^{-7}$ [9]	0.194	0.188	0.175	0.169	0.188	0.226	0.245
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$	0.736	0.708	0.636	0.589	0.662	0.804	0.872
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \times 10^{-5}$ [9]	0.712	0.692	0.644	0.619	0.689	0.829	0.901
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$	0.085	0.088	0.093	0.097	0.097	0.094	0.091
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \times 10^{-3}$ [9]	0.103	0.105	0.108	0.111	0.109	0.105	0.103
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$	0.499	0.480	0.431	0.400	0.449	0.545	0.591
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \times 10^{-2}$ [9]	0.482	0.468	0.436	0.420	0.467	0.562	0.610
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1)$, фбн	154	149	136	124	122	127	130

Примечание. Фиксируемые параметры $G_F = 1.174 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻², $\alpha_{EM}(m_Z) = 0.007812$, $\alpha_S(m_Z) = 0.1172$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $|A_t| = |A_b| = A = 1000$ ГэВ, $|\mu| = \mathbf{1600}$ ГэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ

3. Ширины распадов и сечение рождения

В работе [2] рассматривалась задача вычисления ширин распадов бозонов Хиггса $h_1 \rightarrow gg, \gamma\gamma$ в MSSM с явным нарушением CP инвариантности двухдублетного хиггсовского потенциала. Например, в лидирующем приближении ширина распада бозонов Хиггса $h_i \rightarrow gg$ за счет однопетлевых диаграмм с виртуальными кварками Q задается следующей формулой [2, 13]

$$\Gamma(h_i \rightarrow gg) = \frac{G_F \alpha_s^2}{16 \sqrt{2} \pi^3} m_{h_i}^3 \left(\left| \sum_{Q=t,b} S_Q^{h_i} \mathcal{A}_Q^{h_i}(\tau_Q) \right|^2 + \left| \sum_{Q=t,b} P_Q^{h_i} \mathcal{B}_Q^{h_i}(\tau_Q) \right|^2 \right), \quad (3.1)$$

где факторы

$$\mathcal{A}_Q^{h_i}(\tau) = \tau [1 + (1 - \tau)f(\tau)], \quad \mathcal{B}_Q^{h_i}(\tau) = \tau f(\tau) \quad (3.2)$$

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

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \frac{1}{\sqrt{\tau}}, & \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi \right]^2, & \tau < 1. \end{cases} \quad (3.3)$$

В скалярный и псевдоскалярный факторы включены вклады t и b кварков и сфермионов ($\tilde{t}$, $\tilde{b}$). Двухпетлевые КХД-поправки могут быть учтены введением дополнительного K -фактора [2, 9].

Сравнение ширин распада $\Gamma_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ и сечения $e^+e^- \rightarrow Zh_1$ также представлено в табл. 3–7. Для составления сравнительных таблиц одинаково изменялись в программе CPsuperH [9] фазы A_t , A_b и наша фаза φ .

На рис. 6 и 8 представлены графические зависимости ширин распада $\Gamma_{h_1 \rightarrow gg}$ и $\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ от фазы φ при различных значениях свободных параметров. На рис. 6 и 7 тонкие линии соответствуют ширине распада $\Gamma_{h_1 \rightarrow gg}$, включающей ведущие однопетлевые поправки от t и b кварков, жирные линии отражают учет дополнительных вкладов сфермионов ($\tilde{t}$, $\tilde{b}$) и K -фактор от двухпетлевых КХД-поправок. Анализ показал, что вклады сфермионов приводят к незначительному уменьшению ширины распада по сравнению с лидирующим значением, в то время как при наличии K -фактора наблюдается существенное увеличение ширины распада по сравнению с лидирующим приближением и отклонение от CP сохраняющего предела (см. табл. 3 и рис. 6 и 7).

Заметим, что учет дополнительных вкладов приводит к функциональным зависимостям от новых свободных параметров модели, которые необходимо зафиксировать для анализа полученных нами ширин распада легчайшего бозона Хиггса в областях пространства параметров φ , $|\mu|$, $|A_{t,b}|$, $\tan \beta$ и $m_{H^\pm}$. Для корректного сравнения наших результатов с соответствующими выражениями в [9] надо положить: $m_{\tilde{Q}_3} = 500$ ГэВ, $m_{\tilde{L}_3} = 500$ ГэВ, $m_{\tilde{U}_3} = 500$ ГэВ, $m_{\tilde{D}_3} = 500$ ГэВ, $m_{\tilde{E}_3} = 500$ ГэВ и $|M_2| = 500$ ГэВ. Структура функциональных зависимостей такова, что существуют определенные области пространства параметров, при которых вероятность исследуемых распадов обращается в нуль. Так, например, не удастся построить на рис. 6, b линию, отражающую суммарных вклад всех частиц в соответствующую ширину распада при $A = -1200$ ГэВ. Это обусловлено тем, что физическая масса $m_{\tilde{t}_1}$ имеет комплексное значение. Однако путем переопределения новых параметров можно прийти к отличной от 0 на всей области определения вероятности распада $h_1 \rightarrow gg$.

Рис. 8 иллюстрирует ширину распада $\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$, которая содержит только ведущие однопетлевые поправки от t и b кварков и заряженных калибровочных бозонов $W^\pm$. Дополнительные вклады в ширину распада сфермионов ($\tilde{t}$, $\tilde{b}$), заряженных бозонов Хиггса $H^\pm$ и заряженных суперсимметричных

частиц (чарджино) вносят небольшой отрицательный вклад в ширину распада. Учет двухпетлевых КХД-поправок (J -фактор) приводит к незначительному увеличению ширины распада по сравнению с лидирующим значением (см. табл. 3).

Таким образом можно увидеть, что при определенном выборе параметров $m_{H^\pm}$, $A_{t,b}$, μ и $\tan\beta$ происходит существенный сдвиг линий, соответствующих CP нарушению, относительно линий (короткий пунктир), полученных в рамках модели с CP сохранением. При этом, как следует из рис. 6 и 8, максимальное отклонение имеет место при больших $|A|$, μ и малых $\tan\beta$ и $m_{H^\pm}$. Данный факт наглядно подтверждается на рис. 7 и 9, где представлены зависимости соответствующих ширин распада легкого бозона Хиггса от параметров модели при фиксированных значениях фазы φ .

В двухдублетной модели с CP нарушением ширина распада $h_1 \rightarrow f\bar{f}$ (f — лептоны и кварки) принимает вид:

$$\Gamma_{h_1 \rightarrow f\bar{f}} = \frac{N_C g_f^2 m_{h_1} \beta_k^{\frac{3}{2}}}{8\pi} \begin{cases} (s_\alpha a_{21} - c_\alpha a_{11})^2 \frac{1}{s_\beta^2} + \tan^2 \beta a_{31}^2, & f \equiv u, c, t, \\ (c_\alpha a_{21} - s_\alpha a_{11})^2 \frac{1}{c_\beta^2} + \tan^2 \beta a_{31}^2, & f \equiv b, d, s, e, \mu, \tau, \end{cases} \quad (3.4)$$

где $\beta_k = 1 - 4k$, $k = \frac{m_f^2}{m_{h_1}^2}$ и $g_f = \frac{g_2 m_f}{2m_W}$, N_C — цветовой фактор, равный 3 для кварков и 1 для лептонов. Результаты численных расчетов для данных распадов и сравнение с [9] представлены в табл. 3–7 для разных значений суперсимметричных параметров.

Сечение $e^+e^- \rightarrow h_1 Z$ в модели THDM с явным нарушением CP инвариантности в хиггсовском секторе имеет вид:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow h_1 Z) = \frac{\pi \alpha_{EM}^2 A_p}{12} \frac{s}{(s - m_Z^2)^2} \left(B^3 + \frac{12 B m_Z^2}{s} \right) (c_{\alpha-\beta} a_{21} - s_{\alpha-\beta} a_{11})^2, \quad (3.5)$$

где $B = \sqrt{1 - \frac{(m_Z + m_{h_1})^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{(m_Z - m_{h_1})^2}{s}}$, $A_p = \frac{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2}{(4 \sin^2 \theta_W)^2} \approx 1.15$.

Из графиков (см. рис. 10 и 11) для сечения рождения бозона Хиггса в реакции $e^+e^- \rightarrow h_1 Z$ при фиксированных углах φ видно, что максимальное отклонение от модели с сохранением CP инвариантности составляет примерно 0,075 пбн (45 %) при $\varphi = 2\pi/3$ (рис. 10, а) и $\varphi = 11\pi/15$ (рис. 11, а) для $m_{H^\pm} = 200$ ГэВ. На рис. 12, а сечения в двухдублетной модели с нарушением и сохранением CP инвариантности отличаются максимально при $\varphi = \pi$ и $\sqrt{s} = 225$ ГэВ, различие составляет примерно 0,11 пбн, или 68 %. На рис. 12, б показаны сечения в двухдублетной модели с нарушением и сохранением CP инвариантности отличаются максимально при $\varphi = 3\pi/4$ и $\sqrt{s} = 230$ ГэВ, различие составляет примерно 0,12 пбн, или 70 %. Сравнение со стандартной моделью SM (зависимость от энергии) проиллюстрировано на рис. 12, в. Сечение в стандартной модели ($m_h = 115.433$ ГэВ) максимально отличается от сечения в THDM с явным CP нарушением при $\varphi = \pi/2$. Отличие составляет 0.13 ГэВ, или 72 %. При этом масса бозона Хиггса в

стандартной модели получена из m_h при $m_{H^\pm} = 1000$ ГэВ, когда m_H и m_A становятся очень большими.

Заключение

В статье представлено детальное численное сравнение эффективных параметров $SU(2) \times U(1)$ инвариантного потенциала общей двухдублетной модели, вычисленных для взаимодействий бозонов Хиггса с фермионами и их суперпартнерами вида [7], с результатами других авторов. Анализ показывает, что наряду с ведущими двухпетлевыми поправками к параметрам λ_i необходимо учитывать однопетлевые вклады D -членов и вклады от перенормировки поля, так как они могут быть такого же порядка величины.

Получен спектр масс бозонов Хиггса, ширины их редких распадов и сечение рождения состояния Zh в e^+e^- взаимодействиях для случая максимального CP смешивания, то есть значительного отличия массовых состояний от CP состояний. Представлены феноменологические следствия как для режима отщепления (декаплинга), так и для случая "сильного смешивания" спектра массовых и CP состояний. При одних и тех же ϕ массы бозонов Хиггса могут быть как больше, так и меньше массы m_h в MSSM на несколько десятков ГэВ.

Проведено детальное сравнение полученных значений масс и ширин распадов бозонов Хиггса с результатами программы CPsuperH [9]. Результаты двух подходов находятся в качественном соответствии, однако точное численное сравнение является затруднительным из-за различия способов нахождения физических состояний скалярных бозонов. При определенном выборе параметров $m_{H^\pm}$, $A_{t,b}$, μ и $\tan\beta$ происходит существенный сдвиг зависимостей для ширин распадов, соответствующих CP нарушению, относительно значений, полученных в рамках модели с CP сохранением, причем максимальное отклонение имеет место при больших $|A|$, μ и малых $\tan\beta$ и $m_{H^\pm}$. Отличия наблюдаемых эффектов в модели с нарушением CP от стандартных сигналов рождения бозонов Хиггса на коллайдерах нового поколения могут быть значительными, вплоть до пересмотра экспериментальных приоритетов для возможностей наблюдения бозона Хиггса в известных каналах $\gamma\gamma$, W^+W^- , Z^0Z^0 ttH , bbH и других.

Работа М.Н. Дубинина и М.В. Долгополова была поддержана грантом РФФИ 04-02-17448. Работа М.Н. Дубинина была поддержана грантами INTAS 03-51-4007 и NS-1685.2003.2. Э.Н. Ахметзянова выражает благодарность за финансовую поддержку фонду "Династия" и МЦФФМ.

Авторы выражают благодарность редакции журнала "Вестник СамГУ" и особенно проф. Ю.Н. Радаеву и проф. В.А. Салееву за большую помощь при подготовке к печати настоящей серии работ.

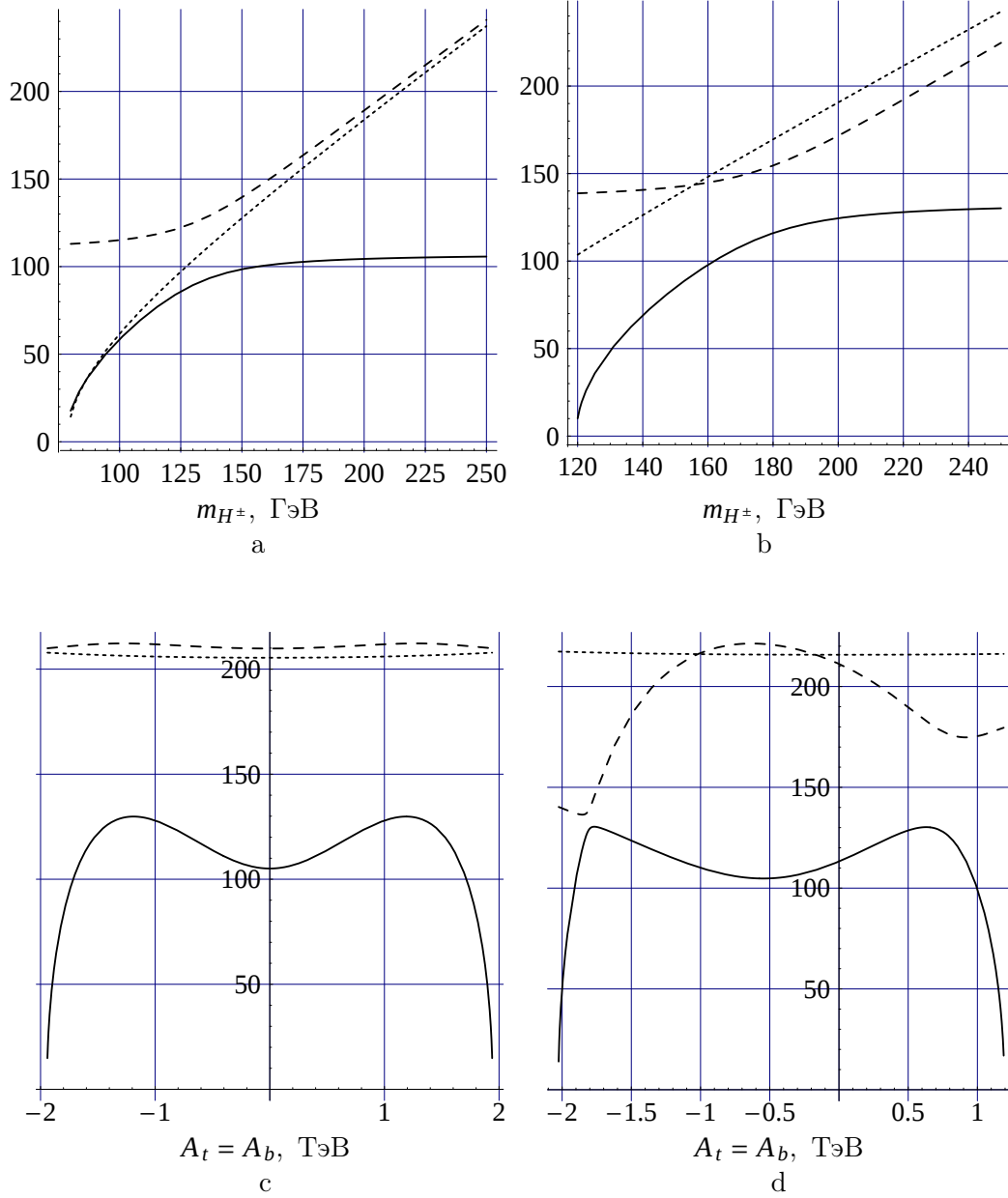


Рис. 1. Массы $m_{h,HA}(m_{H^\pm}, A_t, A_b)$ (в ГэВ), $\varphi = 0$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 0.5$ ТэВ. Сплошная линия обозначает m_h , длинный пунктир — m_H , короткий — m_A ; а — $A_t = A_b = \mu = 0$; б — $A_t = A_b = 0.9$ ТэВ, $\mu = -1.5$ ТэВ; в — $m_{H^\pm} = 220$ ГэВ, $\mu = 0$; д — $m_{H^\pm} = 220$ ГэВ, $\mu = -2$ ТэВ

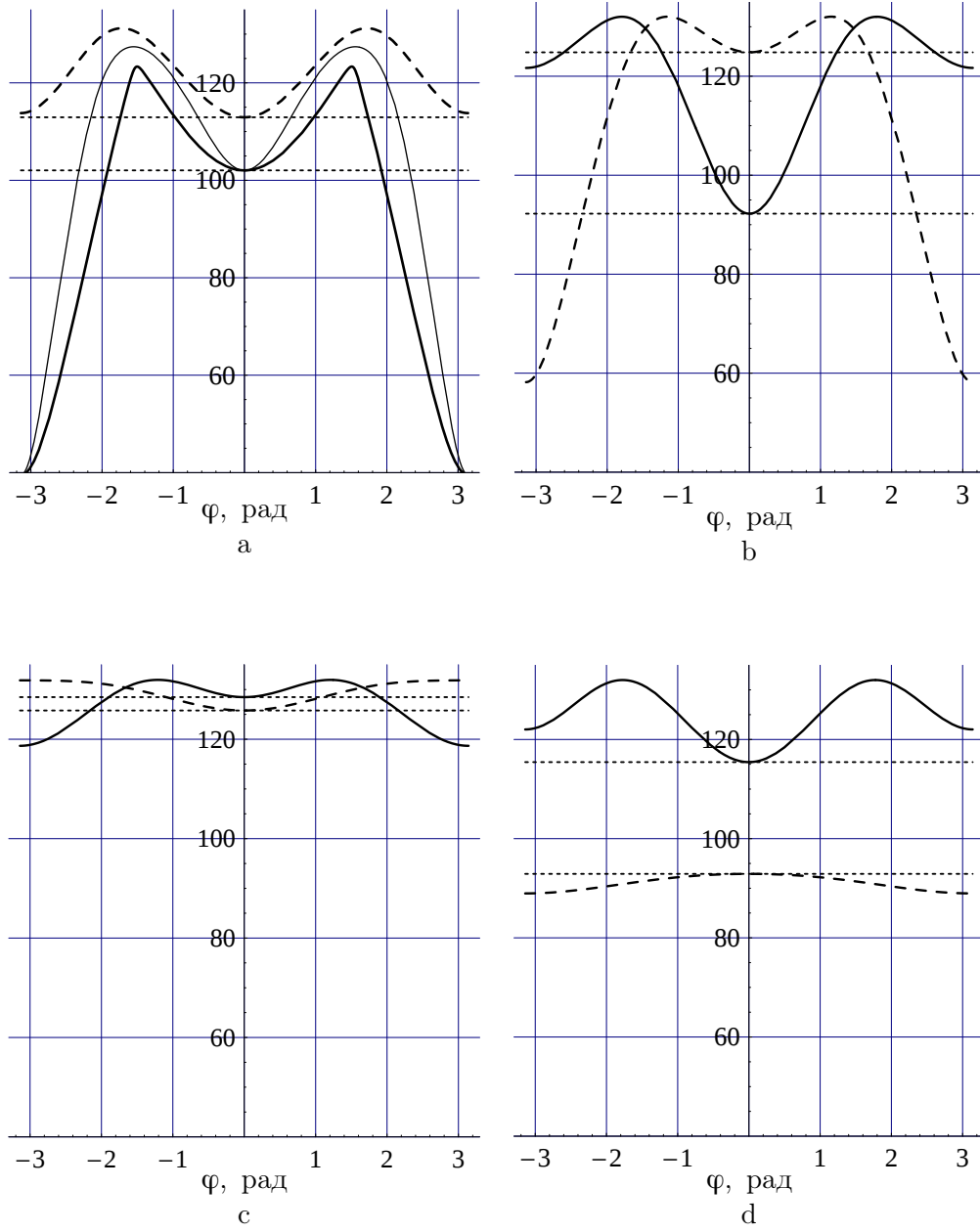


Рис. 2. Масса $m_{h_1}(\varphi)$ (в ГэВ), $M_{\text{SUSY}} = 0.5 \text{ ТэВ}$. Короткий пунктир соответствует $m_h(\varphi = 0)$; а — $\text{tg } \beta = 5$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, при $m_{H^\pm} = 180 \text{ ГэВ}$ сплошная линия — m_{h_1} , тонкая — $m_h(\varphi)$, а пунктир — m_{h_1} при $m_{H^\pm} = 250 \text{ ГэВ}$; б — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — $A_t = A_b = -1.2 \text{ ТэВ}$, пунктир — $A_t = A_b = 1.3 \text{ ТэВ}$; в — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — $\mu = -1.6 \text{ ТэВ}$, пунктир — $\mu = 700 \text{ ГэВ}$; д — $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — $\text{tg } \beta = 5$, пунктир — $\text{tg } \beta = 40$

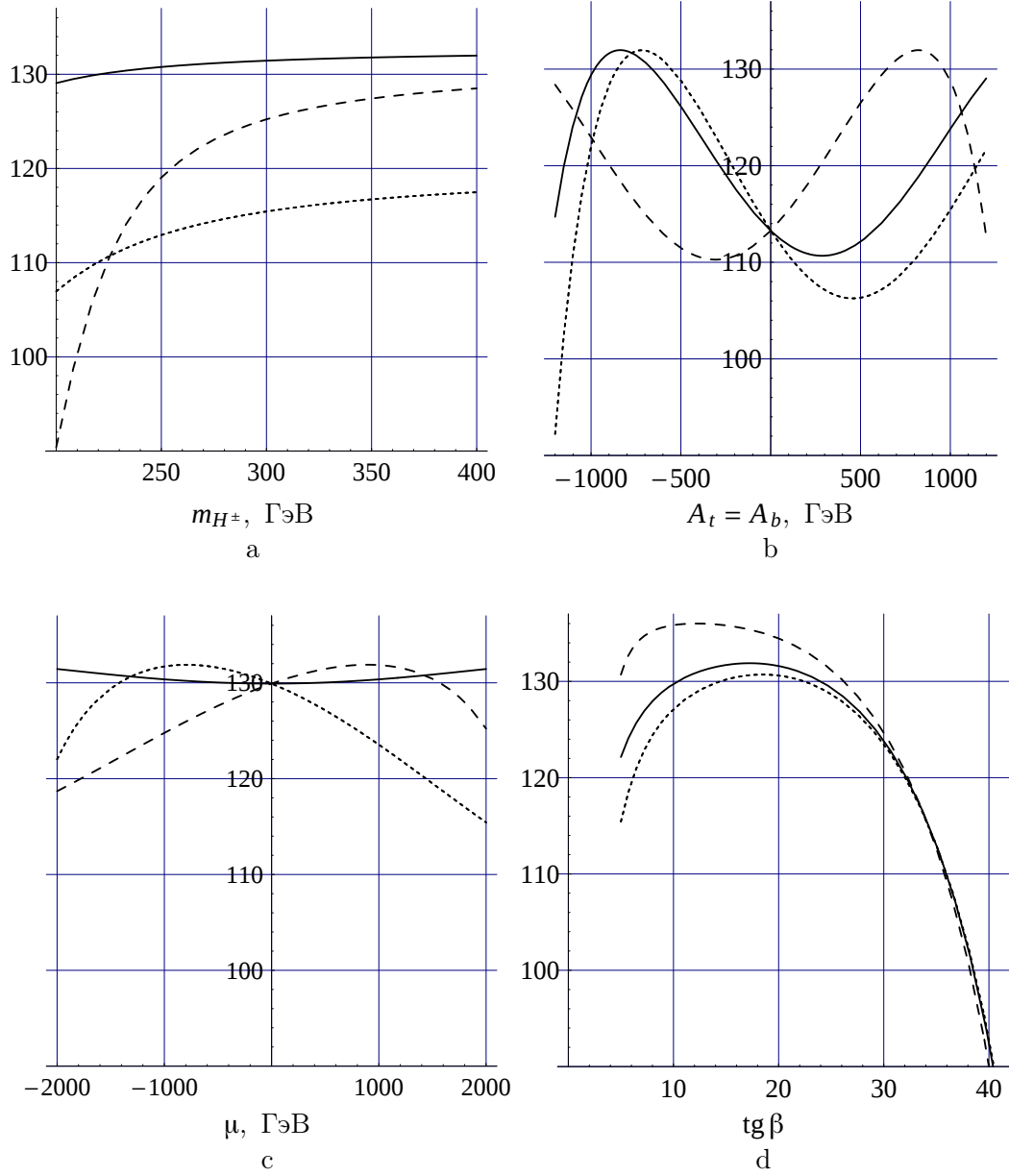


Рис. 3. Масса $m_{h_1}(\varphi)$ (в ГэВ), $M_{\text{SUSY}} = 0.5 \text{ ТэВ}$. Короткий пунктир соответствует $m_h(\varphi = 0)$; а — $\tan \beta = 5$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — при $\varphi = \pi/2$, пунктир — $\varphi = 5\pi/6$; б — $\tan \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — $\varphi = 0.9$, пунктир — $\varphi = 2.3$; в — $\tan \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — $\varphi = \pi/2$, пунктир — $\varphi = 5\pi/6$; д — $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, сплошная линия — $\varphi = \pi/4$, пунктир — $\varphi = 2\pi/3$

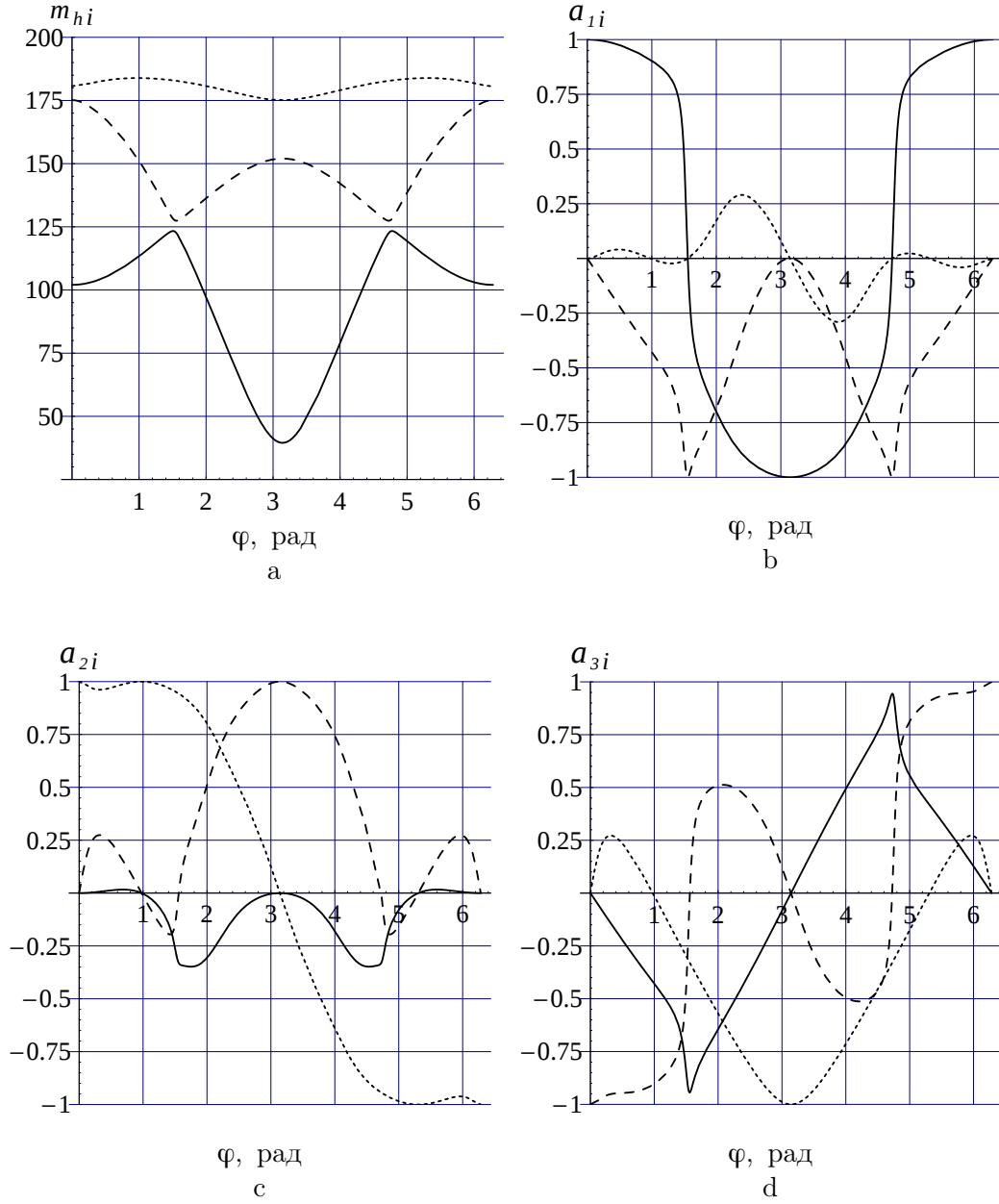


Рис. 4. Массы и матричные элементы физического спектра нейтральных бозонов Хиггса (сплошная линия соответствует $i = 1$, длинный пунктир — $i = 2$, короткий — $i = 3$) в зависимости от фазы при $m_{H^\pm} = 180 \text{ ГэВ}$, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 0.5 \text{ ТэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$

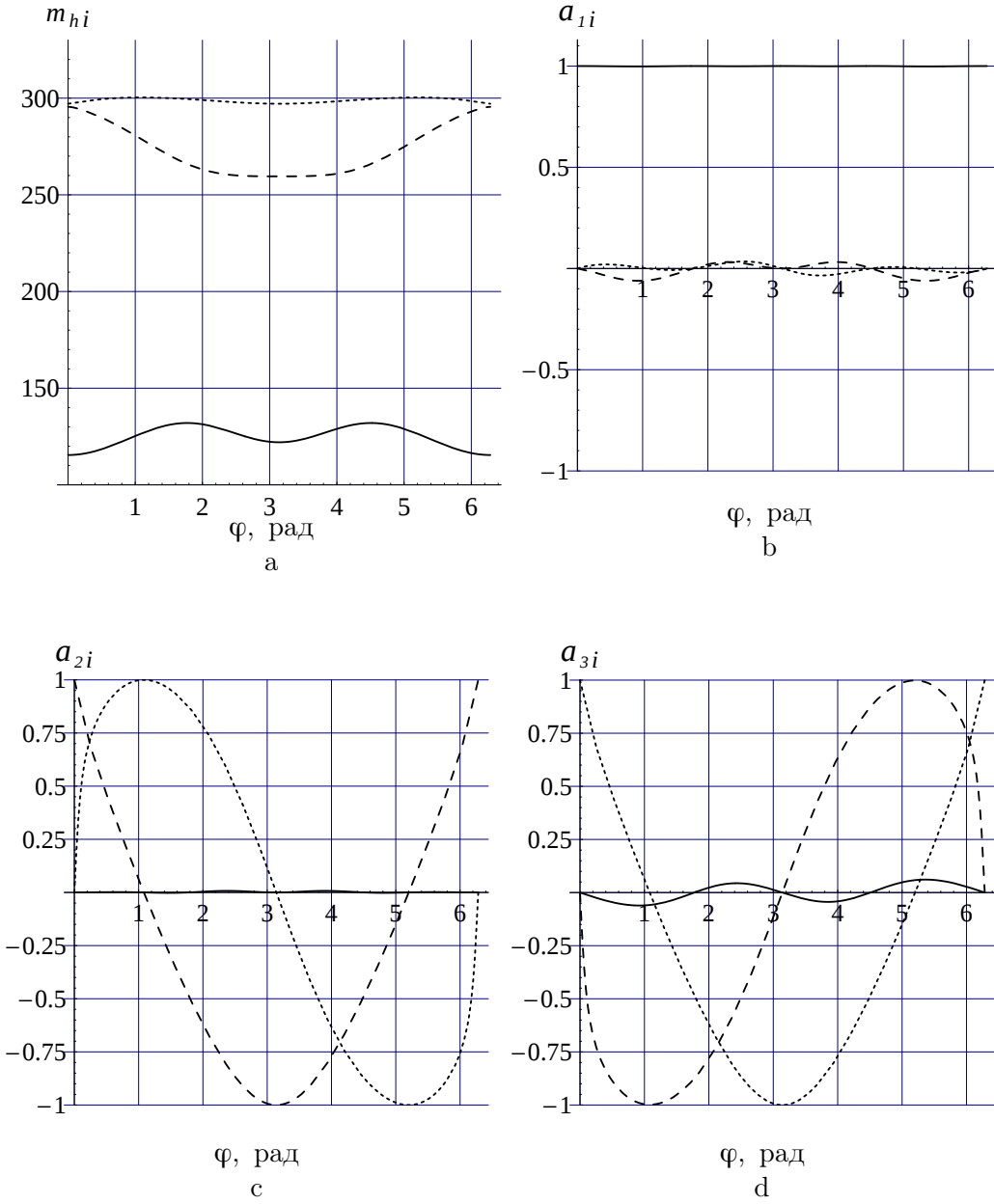


Рис. 5. Массы и матричные элементы физического спектра нейтральных бозонов Хиггса (сплошная линия соответствует $i = 1$, длинный пунктир — $i = 2$, короткий — $i = 3$) в зависимости от фазы при $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 0.5$ ТэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ

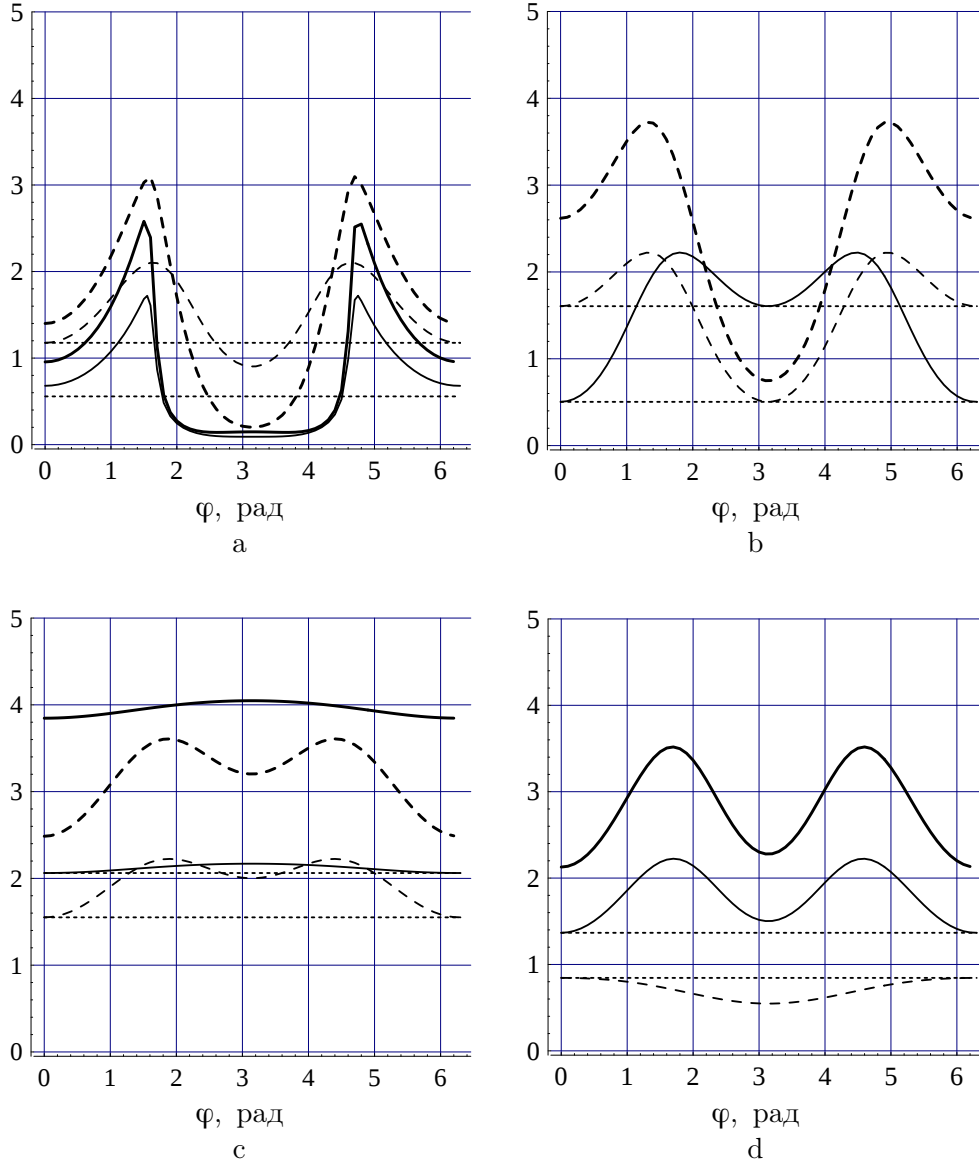


Рис. 6. Ширина распада $\Gamma(h_1 \rightarrow gg) \times 10^4$ (в ГэВ), $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, короткий пик соответствует Γ_h при $\varphi = 0$, жирные линии учитывают вклады сфермионов и K -фактор; а — $\tan \beta = 5$, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия соответствует $m_{H^\pm} = 190$ ГэВ, пунктир — $m_{H^\pm} = 250$ ГэВ; б — $\tan \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — $A_t = A_b = -1.2$ ТэВ, пунктир — $A_t = A_b = 1.2$ ТэВ; в — $\tan \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\mu = 200$ ГэВ, пунктир — $\mu = 1.5$ ТэВ; д — $\mu = 2$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\tan \beta = 5$, пунктир — $\tan \beta = 40$

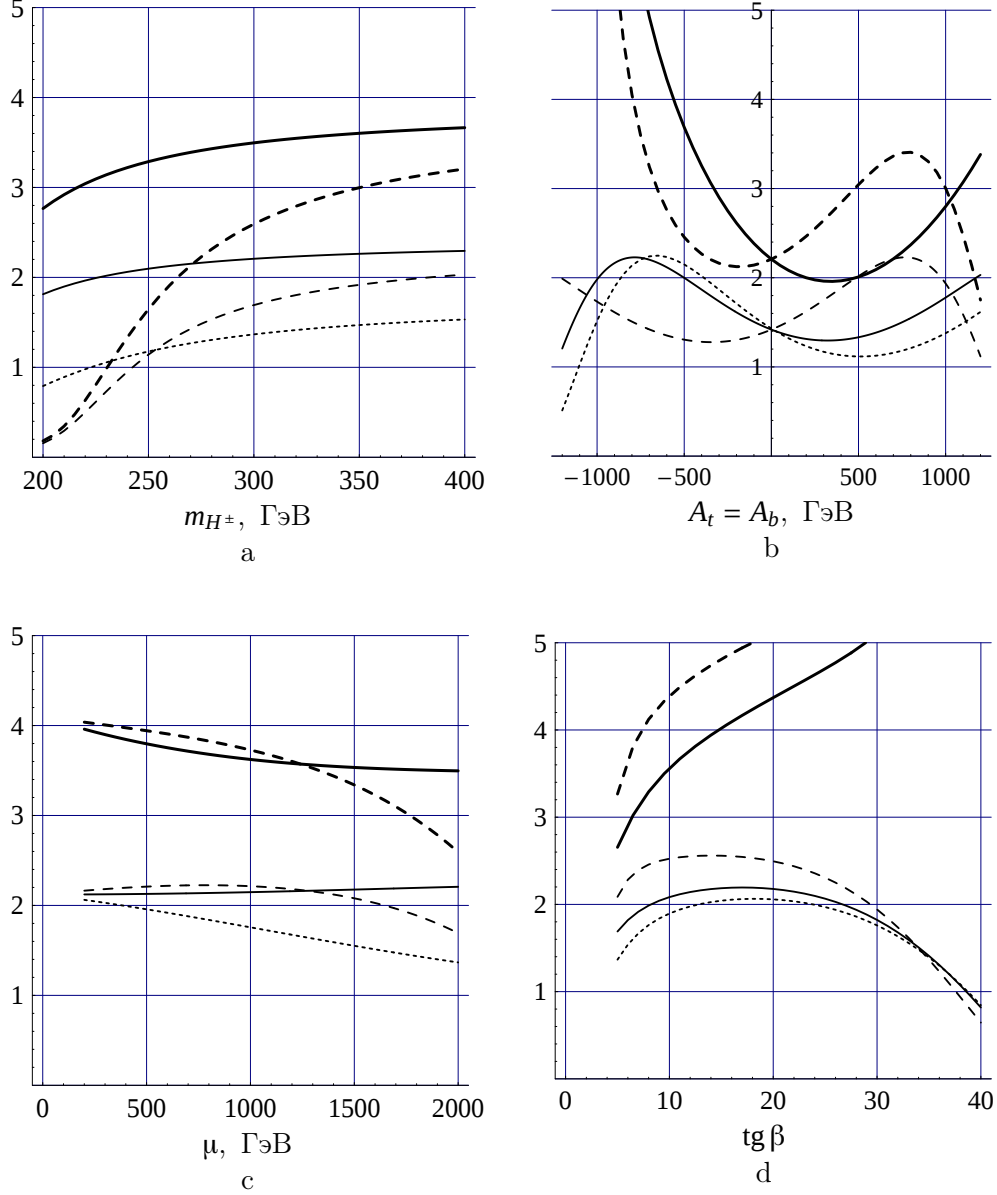


Рис. 7. Ширина распада $\Gamma(h_1 \rightarrow gg) \times 10^4$ (в ГэВ), $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, короткий пунктир соответствует Γ_h при $\varphi = 0$, жирные линии учитывают вклады сфермионов и K -фактор; а — $\text{tg } \beta = 5$, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия соответствует $\varphi = \pi/2$, пунктир — $\varphi = 5\pi/6$; б — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = 0.9$, пунктир — $\varphi = 2.3$; в — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = \pi/2$, пунктир — $\varphi = 5\pi/6$; д — $\mu = 2$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = \pi/4$, пунктир — $\varphi = 2\pi/3$

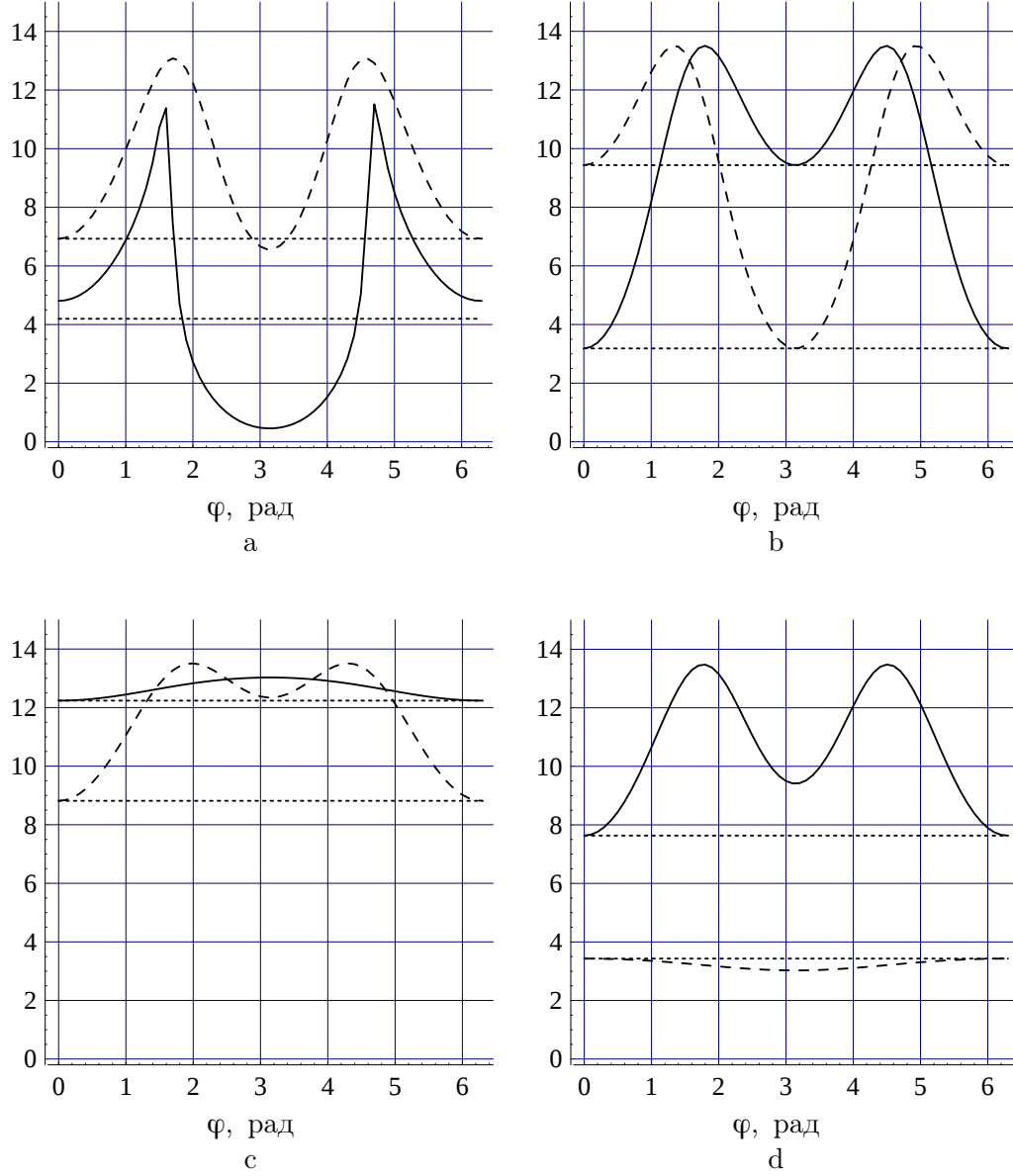


Рис. 8. Ширина распада $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma) \times 10^6$ (в ГэВ), $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, короткий пункт соответствует Γ_h при $\varphi = 0$; а — $\tan\beta = 5$, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия соответствует $m_{H^\pm} = 190$ ГэВ, пункт — $m_{H^\pm} = 250$ ГэВ; б — $\tan\beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — $A_t = A_b = -1.2$ ТэВ, пункт — $A_t = A_b = 1.2$ ТэВ; в — $\tan\beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\mu = 200$ ГэВ, пункт — $\mu = 1.5$ ТэВ; д — $\mu = 2$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\tan\beta = 5$, пункт — $\tan\beta = 40$

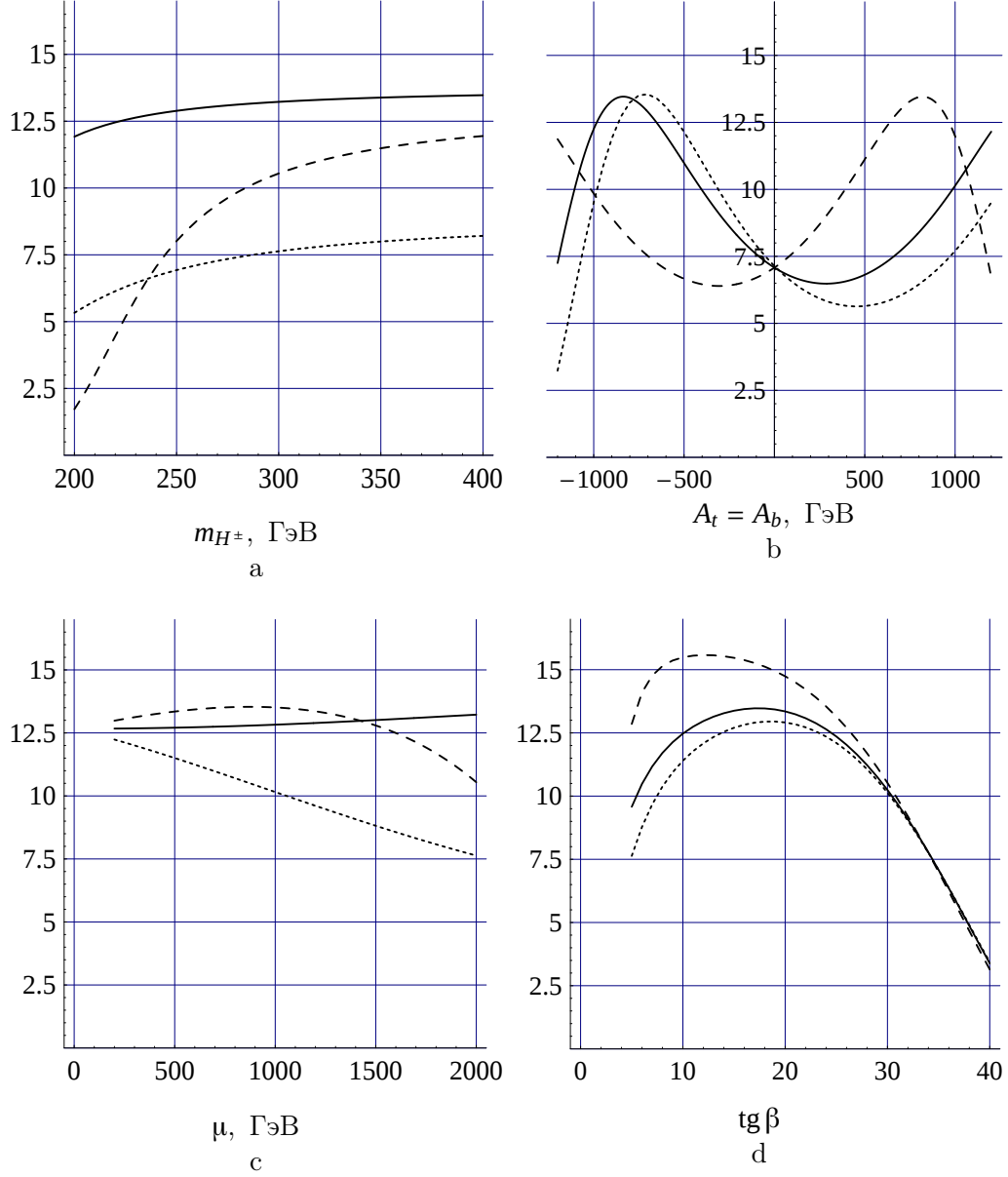


Рис. 9. Ширина распада $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma) \times 10^6$ (в ГэВ), $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, короткий пункт соответствует Γ_h при $\varphi = 0$; а — $\text{tg } \beta = 5$, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия соответствует $\varphi = \pi/2$, пунктир — $\varphi = 5\pi/6$; б — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = 0.9$, пунктир — $\varphi = 2.3$; в — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = \pi/2$, пунктир — $\varphi = 5\pi/6$; д — $\mu = 2$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = \pi/4$, пунктир — $\varphi = 2\pi/3$

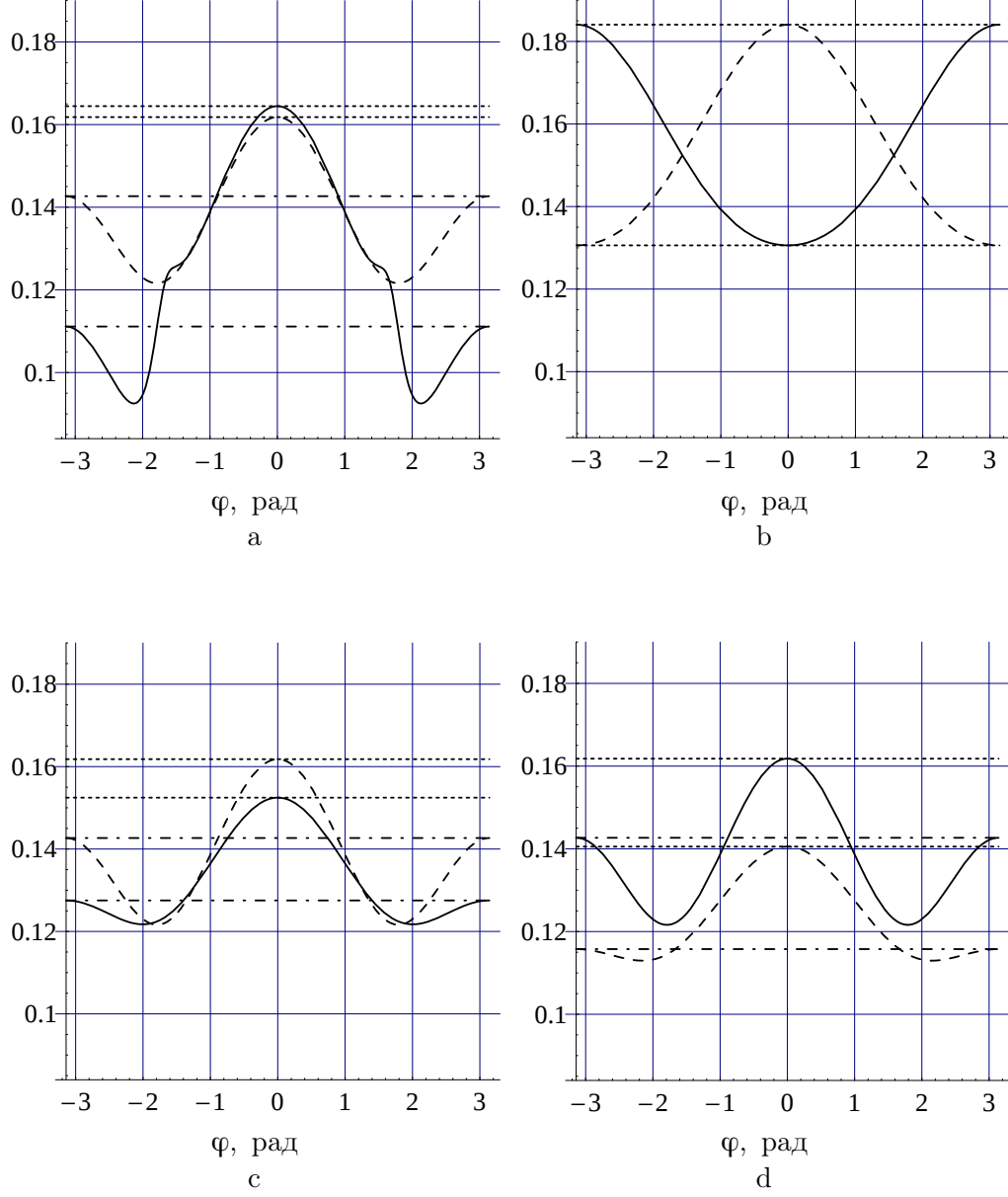


Рис. 10. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow h_1 Z$ (в пбн) в зависимости от φ , короткий пунктир соответствует $\varphi = 0$, точка-тире — $\varphi = \pi$; а — сплошная линия — $m_{H^\pm} = 200$ ГэВ, пунктир — $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ; б — сплошная линия — $A_t = A_b = -0.5$ ТэВ, пунктир — $A_t = A_b = 0.5$ ТэВ; в — сплошная линия — $\mu = 200$ ГэВ, пунктир — $\mu = 1.5$ ТэВ; г — сплошная линия — $\tan \beta = 5$, пунктир — $\tan \beta = 8$

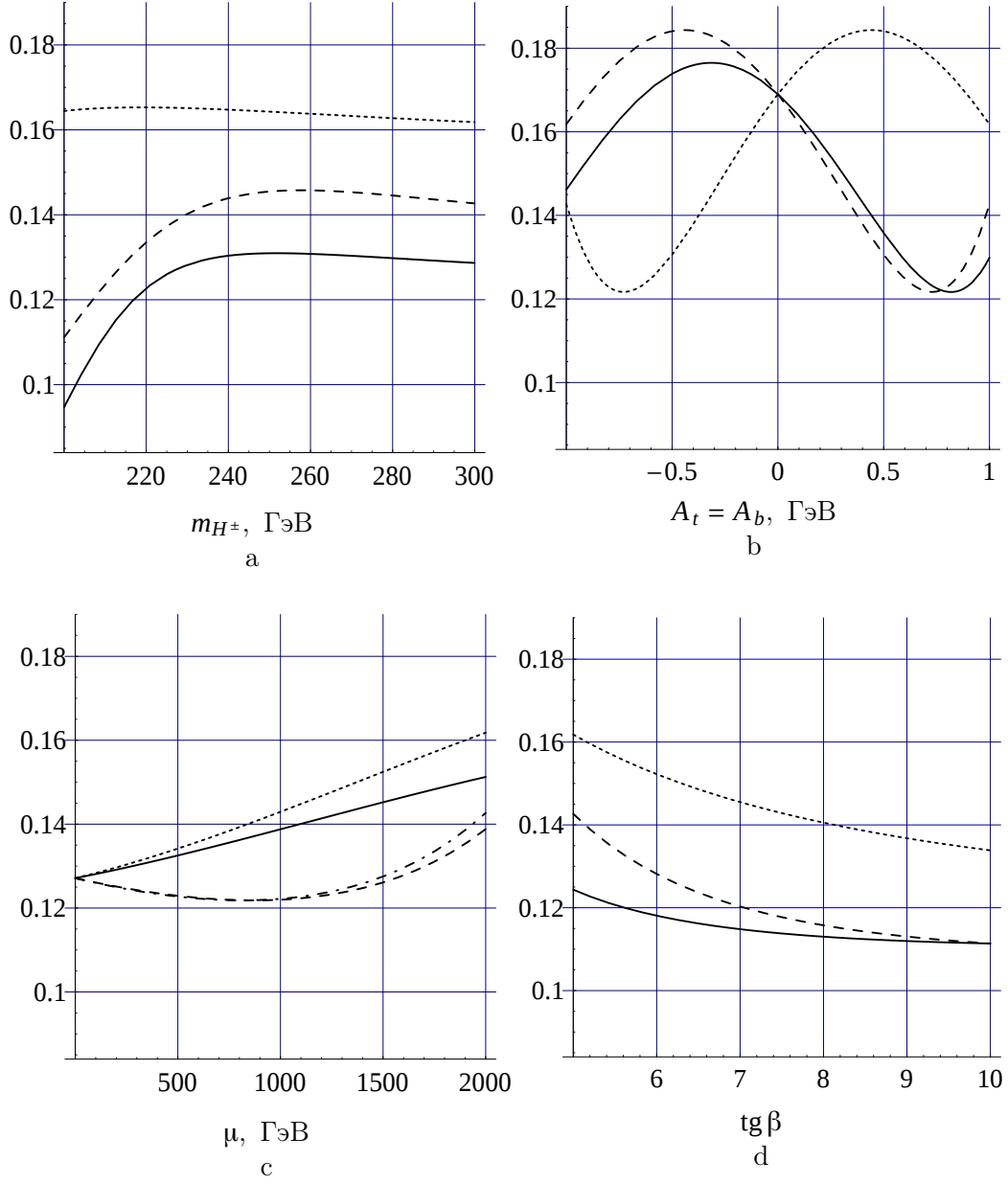


Рис. 11. Сечение рождения бозона Хиггса ($e^+e^- \rightarrow h_1 Z$) (в пбн), $M_{\text{SUSY}} = 0.5 \text{ ТэВ}$, $E_{\text{cm}} = 250 \text{ ГэВ}$, линии точками соответствуют $\varphi = 0$; а — $\text{tg } \beta = 5$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, непрерывная линия для $\varphi = 11\pi/15$, пунктир — $\varphi = \pi$; б — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, непрерывная линия — $\varphi = 3\pi/4$, пунктир — $\varphi = \pi$; в — $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, непрерывная линия — $\varphi = \pi/5$, пунктир — $\varphi = 7\pi/8$, точка-тире — $\varphi = \pi$; д — $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$, $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, непрерывная линия — $\varphi = 2\pi/3$, пунктир — $\varphi = \pi$

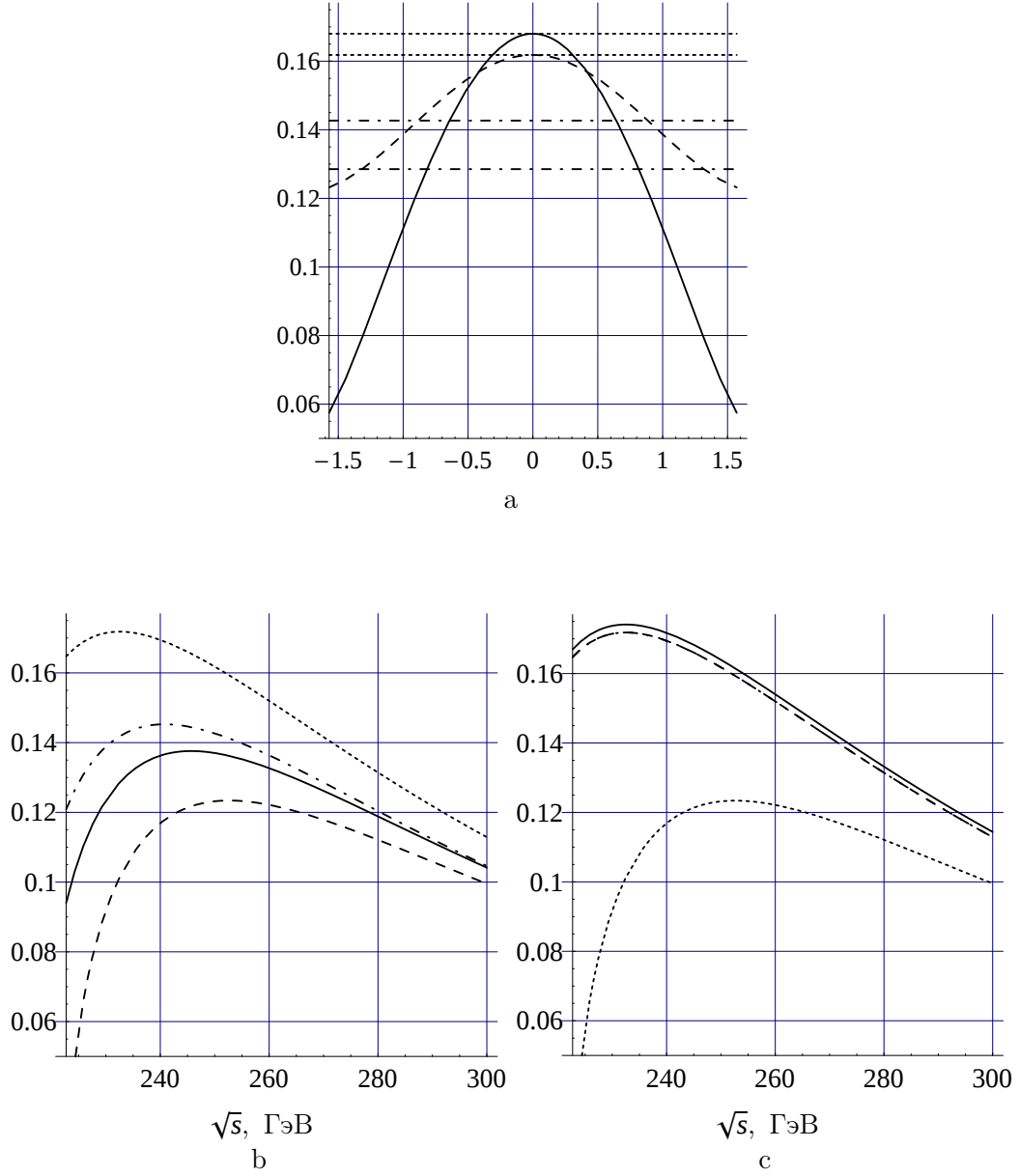


Рис. 12. Сечение рождения бозона Хиггса ($e^+e^- \rightarrow h_1 Z$) (в пбн) при $\tan \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 0.5 \text{ ТэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$, $m_{H^\pm} = 300 \text{ ГэВ}$ в зависимости от φ (а) и энергии E_{cm} в системе центра масс (б), короткий пунктир для $\varphi = 0$; а — $A_t = A_b = 1 \text{ ТэВ}$, непрерывная линия — $E_{cm} = 225 \text{ ГэВ}$, пунктир — $E_{cm} = 250 \text{ ГэВ}$; б — $A_t = A_b = -500 \text{ ГэВ}$, непрерывная линия — $\varphi = \pi/3$, пунктир — $\varphi = \pi/2$, точка-тире — $\varphi = \pi$; с — непрерывная линия для стандартной модели, длинный пунктир — $\varphi = 0$, короткий пунктир — $\varphi = \pi/2$

Литература

- [1] Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 3. Нарушение CP инвариантности в хиггсовском секторе // Вестник СамГУ, 2003. № 4(30). С. 147–179.
- [2] Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. и др. Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 1. Распады бозона Хиггса $h \rightarrow gg$ и $h \rightarrow \gamma\gamma$ // Вестник СамГУ, 2003. № 2(28). С. 122–136.
- [3] Долгополов М.В., Дубинин М.Н., Смирнов И.А. и др. Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 2. Парное рождение нейтральных бозонов Хиггса на LHC // Вестник СамГУ, 2003. Спец. вып. № 1. С. 131–148.
- [4] 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.
 Ellis J., Ridolfi G., Zwirner F. Radiative corrections to the masses of supersymmetric Higgs bosons // Phys. Lett. B257 (1991) 83.
 Haber H.E., Hempfling R. Can the mass of the lightest Higgs boson of the MSSM be larger than m_Z // Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1815.
 Barbieri R., Frigeni M., Caravaglios F. The supersymmetric Higgs for heavy superpartners // Phys. Lett. B., 1991. V. 258. P. 167–170.
- [5] Inoue K., Kakuto A., Komatsu H. et al. Low-energy parameters and particle masses in a supersymmetric grand unified model // Progr. Theor. Phys., 1982. V. 67. No. 6. P. 1889–1898;
 Aspects of grand unified models with softly broken supersymmetry // Progr. Theor. Phys., 1982. V. 68. No. 3. P. 927–946. (Erratum-ibid., 1983. V. 70. P. 330.);
 Flores R.A., Sher M. Higgs masses in the standard, multi-Higgs and supersymmetric models // Ann. Phys. (N.Y.) 1983. V. 148. P. 95–134.
- [6] Pilaftsis A., Wagner C.E.M. Higgs bosons in the Minimal Supersymmetry Standard Model with Explicit CP Violation // Nucl. Phys. B., 1999. V. 553. P. 3–42.
- [7] Haber H.E., Hempfling R. The renormalization group improved Higgs sector of the minimal supersymmetry model // Phys. Rev., 1993. V. D48. P. 4280–4309.
- [8] Carena M., Espinosa J.R., Quiros M. et al. Analytical expressions for radiatively corrected Higgs masses and couplings in the MSSM // Phys. Lett. B. 1995. V. 355. P. 209–221.
 Quiros M. Constraints on the Higgs boson properties from the effective potential In: Perspectives on Higgs physics II, ed. by Kane G.L. World Scientific. 1998. (E-preprint hep-ph/9703412. 32 pp.)
- [9] Lee J.S., Pilaftsis A., Carena M., et al. CPsuperH: a computational tool for the Higgs phenomenology in the minimal supersymmetry standard model

- with explicit CP violation // Comput. Phys. Commun. 2004. V. 156. P. 283–317.
- [10] 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.
- [11] Carena M., Ellis J.R., Pilaftsis A. et al. Renormalization group improved effective potential for the MSSM Higgs sector with explicit CP violation // Nucl. Phys. B. 2000. V. 586. P. 92–140.
- [12] Carena M., Ellis J.R., Pilaftsis A. et al. Higgs-boson pole masses in the MSSM with CP violation // Nucl. Phys. B. 2002. V. 625. P. 345–371.
- [13] M. Spira. QCD corrections to higgs boson decays // DESY 95-073. E-preprint hep-ph/9504339. 1995. 16 p.

Поступила в редакцию 18/XI/2003;
в окончательном варианте — 23/IV/2004.

SUPERSYMMETRIC MODEL WITH CP VIOLATION. 4. EVIDENCE OF THE EXPLICIT CP VIOLATION IN THE TWO-HIGGS-DOUBLET SECTOR⁵

© 2004 E.N. Akhmetzyanova, I.V. Gorbachyeva, M.V. Dolgoplov,⁶
M.N. Dubinin,⁷ I.A. Smirnov⁸

We consider the effective two-Higgs-doublet potential with complex parameters, when the CP invariance is broken explicitly by the interactions of Higgs fields with the third generation of scalar quarks. The diagonalization of mass term in a local minimum of the potential leads to the physical states of Higgs bosons without definite CP parity. We present the research of a Higgs bosons mass spectrum, decay widths and cross-section with Z-boson production in the case of maximal CP mixing, that is in the significant difference from CP conserving case. The phenomenological consequences for the Higgs mass spectrum in the decoupling regime and for the "strong mixing" case are considered.

Paper received 18/XI/2003.

Paper accepted 23/IV/2004.

⁵Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. V.A. Saleev.

⁶Akhmetzyanova Elza Nurovna (elza@ssu.samara.ru), Gorbachyeva Irina Vladimirovna, Dolgoplov Mikhail Vyacheslavovich (dolg@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Akad. Pavlov str., 1, Samara, 443011, Russia.

⁷Dubinin Mikhail Nikolaevich (dubinin@theory.sinp.msu.ru), D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119992, Russia.

⁸Smirnov Ilya Alekseevich (ismi@pochta.ru), Dept. of Information Systems Security, Samara State University, Samara, 443011, Russia.