

УДК 530.1

НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ
В ДВУХДУБЛЕТНОМ ХИГГСОВСКОМ СЕКТОРЕ
МССМ

Э. Н. Ахметзянова, М. В. Долгополов

Самарский государственный университет, Самара, Россия

М. Н. Дубинин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

ВВЕДЕНИЕ	1285
НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ ЗА СЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ КВАРКОВ И СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ	1294
ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ МССМ	1302
МАССЫ БОЗОНОВ ХИГГСА	1319
НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ В ОБЩЕЙ ДДМ. ИНВАРИАНТЫ	1349
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1361
Приложение ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЧАСТИЦАМИ СМ	1364
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1373

УДК 530.1

НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ В ДВУХДУБЛЕТНОМ ХИГГСОВСКОМ СЕКТОРЕ МССМ

Э. Н. Ахметзянова*, М. В. Долгополов**

Самарский государственный университет, Самара, Россия

М. Н. Дубинин***

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

Обсуждаются проблемы обоснования и исследования эффектов нарушения CP -инвариантности в моделях с расширенным хиггсовским сектором. Рассматривается общая форма эффективного двухдублетного хиггсовского потенциала с комплексными параметрами, CP -инвариантность которого нарушена как явно, так и спонтанно. Для специального случая двухдублетного хиггсовского сектора минимальной суперсимметричной модели, когда CP -инвариантность эффективного потенциала нарушена за счет взаимодействий хиггсовских полей с третьим поколением скалярных кварков, получены физические состояния бозонов Хиггса, их массы и константы взаимодействия. Рассматриваются основные феноменологические сценарии и предсказания для исследования свойств хиггсовского сектора.

Models with the extended two-doublet Higgs sector are discussed in view of using their particular features to find out which sources of CP violation could take place in nature. We consider the effective two-Higgs-doublet potential with complex parameters, when the CP invariance is broken both explicitly and spontaneously. The diagonalization of mass term in a local minimum of the potential leads to the physical states of Higgs bosons without definite CP parity, keeping explicitly the limiting case of CP invariance. For special case of the two-doublet Higgs sector of the minimal supersymmetric model, when CP invariance is violated by the interactions of Higgs fields with the third generation of scalar quarks, we calculate the Higgs bosons mass spectrum in the case of maximal CP mixing which is significantly different from CP -conserving case. The phenomenological consequences for the Higgs mass spectrum in the decoupling regime and for the «strong mixing» case are considered. Phenomenological scenarios and predictions for the Higgs boson search are described.

ВВЕДЕНИЕ

Несохранение CP -четности, открытое впервые [1] в распадах нейтральных K -мезонов, является интереснейшим, но не понятным до конца явлением природы. В 1964 г. Дж. Кронин, В. Фитч с коллегами обнаружили запрещенный в случае CP -сохранения распад долгоживущих нейтральных каонов на

*elza@ssu.samara.ru

**mvdolg@ssu.samara.ru

***dubinin@theory.sinp.msu.ru

два пиона. До настоящего времени CP -несохранение наблюдалось только в распадах нейтральных каонов и B -мезонов. Поэтому выдвигалась даже гипотеза, что оно является специфическим процессом, присущим только этим частицам. Однако, хотя происхождение нарушения CP -инвариантности еще нельзя считать установленным, не вызывает сомнения, что это общий закон природы. Стандартная модель (СМ) электрослабого взаимодействия может объяснить эффекты несохранения CP -инвариантности, наблюдаемые в распадах мезонов, если (рецептурно) для описания заряженных токов ввести матрицу смешивания фундаментальных фермионов Кабиббо–Кобаяши–Маскава (СКМ) [2], содержащую одну фазу для комплексных матричных элементов. Более глубокое физическое понимание природы CP -нарушения остается при этом спрятанным за проблемами наличия именно трех поколений фундаментальных фермионов и, возможно, отсутствия нейтральных токов, меняющих аромат (flavor changing neutral currents — FCNC; если не вводить как дополнительный источник *сильного* CP -нарушения $\bar{\theta}$ -член [3] в глюонной части лагранжиана сильных взаимодействий*). С другой стороны, в расширениях СМ появляются другие источники CP -нарушения, отличающиеся от СКМ. Число возможных источников CP -нарушения не мало (см., например [4]), сюда следует отнести: 1) комплексность констант связи калибровочных взаимодействий электрослабой теории; 2) «мягкое» (спонтанное) и «жесткое» (явное) нарушения CP -симметрии в мультихиггсовском секторе, приводящие к комплексности юкавских констант связи; 3) комплексность констант связи и масс в суперсимметричном обобщении СМ; 4) сверхслабое взаимодействие, изменяющее странность на две единицы, в сочетании с другими механизмами CP -нарушения; 5) другие, более экзотические источники.

В рамках активно обсуждающихся в настоящее время суперсимметричных расширений СМ достаточно легко выписать несохраняющие CP -инвариантность лагранжианы взаимодействия скалярных полей [5] или взаимодействия фундаментальных фермионов со скалярными полями, структура которых непосредственно не ограничивается наличием трех поколений лептонов и кварков. В расширениях СМ с двумя дублетами скалярных полей взаимодей-

*Ни один из общих принципов, включая перенормируемость теории, не запрещает член вида $\frac{\bar{\theta}}{2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_{\mu\nu}^a G_{\alpha\beta}^a$, где G — тензор глюонного поля. Этот член явным образом CP -нечетен, приводит к нарушению CP -инвариантности в процессах с сохранением аромата и дает вклад в электрический дипольный момент нейтрона, $d_n \approx 5 \cdot 10^{-16} \bar{\theta} e$ см. Нет теоретических ограничений общего характера на значение параметра $\bar{\theta}$. Существующее экспериментальное ограничение $d_n \leq 0,3 \cdot 10^{-26} e$ см приводит к исчезающей величине параметра $\bar{\theta} < 10^{-10}$. Парадокс отсутствия $\bar{\theta}$ -члена в лагранжиане известен также как проблема *сильного* CP -нарушения. Из-за крайней малости параметра $\bar{\theta}$ эффекты, вызываемые $\bar{\theta}$ -членом в процессах с изменением аромата, пренебрежимо малы. Эффекты $\bar{\theta}$ -члена в процессах с сохранением аромата рассмотрены в [4].

ствия такого типа появляются естественным образом. Вопрос о том, обусловлено ли несохранение CP -инвариантности только одним источником, комплексной матрицей смешивания, либо большим числом источников, например, еще CP -нарушающими взаимодействиями хиггсовских бозонов с фермионами, требует детального теоретического анализа и экспериментального изучения. Совсем не исключена тесная взаимосвязь природы CP -нарушения с другим важнейшим вопросом построения калибровочных теорий — происхождением спонтанного нарушения электрослабой симметрии вакуума [6].

Каноническая картина взаимодействия фундаментальных частиц исследуется в рамках СМ физики частиц [7–11], которая была проверена и подтверждена с точностью долей процента (см. обзор радиационных поправок в [12]) во многих лабораториях мира, в особенности в CERN на коллайдере LEP со встречными электрон-позитронными пучками (см., например, обзор [13]). На сегодняшний день известно, что материя состоит из фундаментальных частиц, лептонов и кварков, а взаимодействие между ними передается фотонами, глюонами, калибровочными W - и Z -бозонами; считается, что массу частицы приобретают за счет механизма Хиггса [14] в результате взаимодействия с самодействующим скалярным полем, которое распространено во всем пространстве. Кванты этого поля — хиггсовские бозоны.

Несмотря на блестящее подтверждение СМ множеством экспериментов, у нее есть ряд внутренних трудностей. Во-первых, СМ содержит около 20 свободных параметров (массы фундаментальных частиц, константы взаимодействий, параметры матрицы СКМ и, возможно, недиагональные элементы массовой матрицы для нейтрино), причем наличие большинства из них непосредственно связано с механизмом Хиггса. Во-вторых, в СМ проведено последовательное объединение только электромагнитного и слабого взаимодействий, которые можно рассматривать как различные грани универсального электрослабого взаимодействия. Универсальность взаимодействий проявляется, начиная с энергий порядка масс W^\pm - и Z^0 -бозонов. Сильное взаимодействие рассматривается как независимое, а гравитация вообще не входит в теоретическую схему СМ. В-третьих, СМ не дает ответа на вопрос о происхождении иерархии масс наблюдаемых элементарных частиц, количестве поколений фундаментальных фермионов, размерности нашего пространства-времени и механизме барионной асимметрии Вселенной. До сих пор из частиц СМ экспериментально не обнаружен бозон Хиггса. Его открытие, изучение свойств и описание механизма генерации масс элементарных частиц являются одними из самых актуальных проблем физики частиц. Полезно отметить, что существование бозона Хиггса является прямым следствием перенормируемости СМ. В СМ существуют лишь косвенные ограничения на его массу, возникающие из условий устойчивости хиггсовского потенциала и из требований не обращения константы связи в нуль и бесконечность при энергиях ниже, скажем, 1 ТэВ [15–17]. Радиационные поправки к массе велики и

по величине могут быть больше возможной массы. Хиггсовский потенциал SM CP -четен. По совокупности обстоятельств представляются достаточно ограниченными возможности построения моделей CP -нарушения, когда в хиггсовском секторе есть только один $SU(2)$ -дублет. Кроме того, крайне ограничены возможности описания в рамках SM результатов, свидетельствующих о существовании нейтринных осцилляций, так же как и современных космологических данных.

Попытки решения проблем SM выводят нас за ее рамки и связаны с возможной новой физикой при энергиях заметно выше 100 ГэВ, доступных экспериментальной проверке сегодня и в будущем. Поэтому SM можно рассматривать как низкоэнергетическое эффективное приближение более фундаментальных теорий, характеризуемых энергетическим масштабом Λ , который больше масштаба нарушения электрослабой симметрии $v = 246$ ГэВ. Хотя Λ может быть порядка масштаба Планка по величине, есть веские теоретические аргументы, полагающие, что масштаб Λ , скорее всего, значительно ниже, возможно, порядка 1 ТэВ (см., например [18]). Многие низкоэнергетические эффективные теории содержат элементарные скаляры, соответствующие неминимальному сектору Хиггса [19]. Одну из наиболее привлекательных теоретически реализаций генерации масс частиц обеспечивает суперсимметрия (SUSY). В суперсимметричных моделях хиггсовский сектор двухдублетный [20,21], вследствие этого появляются три нейтральных и один заряженный бозоны Хиггса. Такая модель позволяет естественным образом ввести в теорию явное нарушение CP -инвариантности в хиггсовском потенциале. В общем случае существует произвол в выборе относительного разворота величин вакуумного ожидания и относительного поворота дублетов [22] (см. (22)–(24) и разд. 4) комплексных скалярных полей на некоторый угол, что приводит также к спонтанному нарушению CP -инвариантности. Эти сценарии CP -нарушения отличаются от известного смешивания в секторе заряженных слабых токов, определяемого матрицей СКМ.

Множество интересных теоретико-полевых и феноменологических свойств имеет минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ) [19, 23, 24], в особенности, если SUSY мягко нарушена, так что суперчастицы приобретают массы, не превышающие 1 ТэВ. Определенно, в пределах МССМ, проблема калибровочных иерархий может быть решена естественным образом [19, 23, 25]. В отличие от SM , в МССМ происходит объединение калибровочных констант на масштабе энергии порядка 10^{16} ГэВ [26]. Кроме того, МССМ объясняет бариогенезис [27, 28] и предсказывает возможных кандидатов на роль темной материи [29, 30]. Несмотря на некоторое увеличение по сравнению с SM числа свободных параметров, часть из которых может быть все же ограничена по величине на основе экспериментальных данных, МССМ позволяет сделать ряд определенных предсказаний для высокоэнергетических экспериментов, которые могут быть непосредственно проверены на

большом адронном коллайдере LHC [31] и будущих линейных коллайдерах (TESLA, CLIC, ILC). Она гарантирует существование по крайней мере одного легкого нейтрального бозона Хиггса с массой меньшей, чем 135 ГэВ [32]. Эта довольно строгая верхняя граница на массу легчайшего бозона Хиггса согласуется с совокупным анализом («global fit») электрослабых радиационных поправок, который свидетельствует в пользу относительно легкого бозона Хиггса SM с $M_H \lesssim 211$ ГэВ с достоверностью 95% [33]. В режиме отщепления тяжелых суперпартнеров предсказания МССМ для электрослабых наблюдаемых могут совпадать со всеми имеющимися экспериментальными данными [34].

Ввиду существенного количества свободных параметров (в том числе комплексных) в МССМ, определяющих возможно большие радиационные поправки к массе наиболее легкого бозона Хиггса, принято анализировать феноменологические следствия для нескольких различающихся характерных областей пространства параметров [35–37]. Соответствующие феноменологические сценарии известны под названиями m_h^{\max} — для изучения области возможно больших m_h при варьируемых m_A и $\tan\beta$, «no-mixing» — без смешивания в скалярном кварковом секторе, «gluophobic» — когда достоверность сигнала от бозона Хиггса в глюон-глюонном столкновении на LHC сильно уменьшается, «малое α_{eff} » и СРХ. Характерными параметрами для всех сценариев являются следующие: M_{SUSY} — масштаб нарушения суперсимметрии в МССМ, μ — массовый параметр хиггсино (параметр смешивания в хиггсовском секторе), A_t, A_b — трилинейные константы связи в скалярном секторе, $m_{\tilde{g}}$ — масса глюино. Рассматривается также физически мотивированный бариогенезисом BGX-сценарий [38].

МССМ содержит много источников CP -нарушения [39], помимо единственной фазы матрицы СКМ в SM . В наиболее общей форме МССМ более ста свободных параметров включают в том числе десятки нарушающих CP -симметрию относительных фаз. После выполнения интегрирования по степеням свободы тяжелых суперпартнеров известных частиц эти относительные фазы порождают некоторое число нарушающих CP -инвариантность эффективных взаимодействий, которые следует добавить к лагранжиану SM [40]. Те из них, которые обладают минимальной размерностью и по размерным соображениям должны быть, по-видимому, наиболее важными, включают электрические дипольные моменты (ЭДМ) кварков и лептонов, аналогичные нарушающие CP -инвариантность «хромозлектрические» дипольные моменты, дающие вклад во взаимодействие глюонов с кварками, нарушающие CP -симметрию чисто глюонные взаимодействия и нарушающее CP -симметрию взаимодействие самого легкого хиггсовского скаляра с лептонами. Однако если параметры мягкого нарушения SUSY $m_0, m_{1/2}$ и A универсальные, то выделяются только две новые физические CP -нечетные фазы: одна в трилинейных константах связи A и другая — в членах, содержащих массу ка-

либрино $m_{1/2}$. Если природа описывается такой «ограниченной» версией МССМ с нарушением CP -инвариантности, которую мы и будем преимущественно рассматривать в дальнейшем, то процессы рождения и распадов суперсимметричных частиц на высокоэнергетических коллайдерах могут дать достаточно много информации об этих новых CP -нарушающих параметрах [41, 42] (см. обзор [43]). Дополнительную непрямую информацию можно получить через суперсимметричные радиационные эффекты в секторе Хиггса [44], ЭДМ [45, 46] (двухпетлевые с обменом бозоном Хиггса вклады в ЭДМ в CP -нарушающей МССМ рассмотрены в [47–49]) и наблюдаемые для B -мезонов (см. недавний анализ в [50], общая форма эффективного лагранжиана для FCNC-процессов с обменом бозоном Хиггса представлена в [51]).

В ряду основных экспериментальных наблюдаемых при исследовании нарушения CP -инвариантности находятся ЭДМ нейтрона и тяжелых атомов и молекул. Высокая точность экспериментальных ограничений на возможные ЭДМ приводит к строгим ограничениям на расширения СМ при масштабе энергий $\sim m_{W,Z}$ и выше. Наиболее сильные ограничения на CP -нарушающие параметры получаются при измерении ЭДМ атомов таллия и ртути и ЭДМ нейтрона [48]:

$$|d_{Tl}| < 9 \cdot 10^{-25} e \text{ см}, \quad |d_{Hg}| < 2 \cdot 10^{-28} e \text{ см}, \quad |d_n| < 6 \cdot 10^{-26} e \text{ см}.$$

Суперсимметричные модели, содержащие различные виды нарушения CP -инвариантности, могут приводить к существенным вкладам в ЭДМ нейтрона и лептонов [45]. Соответствие нестандартных вкладов в ЭДМ вышеуказанным ограничениям в принципе могло бы позволить выделить разрешенные и запрещенные области пространства параметров МССМ. Однако сделать это весьма непросто. Конечно, являются справедливыми общие соображения, что для приемлемо малых ЭДМ необходимо либо уменьшить значения CP -нарушающих фаз (вплоть до $\mathcal{O}(10^{-2})$), либо увеличить масштаб нарушения SUSY до нескольких ТэВ. Первый случай представляется точной настройкой параметров модели, в то время как второй вариант неинтересен феноменологически в связи с существенными трудностями при детектировании суперсимметричных частиц при энергиях ЛНС [46] и более высоких. Помимо этих общих соображений представляют несомненный физический интерес другие нетривиальные сценарии, не сводящиеся к предельным случаям выбора области изменения параметров МССМ. Наиболее хорошо здесь исследован так называемый СРХ-сценарий [36]. Сопоставление СРХ-сценария с экспериментальными ограничениями, проведенное в [49], указывает, что в рамках СРХ при умеренных значениях A_t ($0,2 \leq A_t/\tilde{M}_Q \leq 0,65$), не очень больших $\text{tg } \beta \sim 20$ и \tilde{M}_Q (параметра, мягко нарушающего суперсимметрию) порядка нескольких ТэВ можно прийти не только к успешному описанию электро-

слабого бариогенезиса, но, кроме того, установить, что никакие экспериментальные ограничения от ЭДМ не противоречат СРХ-сценарию в области малых значений $\operatorname{tg} \beta$: $4 < \operatorname{tg} \beta < 12$. Что касается больших $\operatorname{tg} \beta \approx 40$, то и здесь наблюдается хорошее согласие с экспериментальными пределами на ЭДМ нейтрона d_n в широком спектре значений параметра μ [48], в то время как теоретическая оценка ЭДМ мюона остается выше предложенных экспериментальных пределов в области небольших значений μ . В [49] также приведен детальный анализ экспериментальных ограничений на параметры модели от ЭДМ таллия $d_{205\text{Tl}}$, который зависит от комбинации параметра электрон-нуклонного взаимодействия C_S^* и ЭДМ электрона d_e . Ограничения от $d_{205\text{Tl}}$ более жесткие по сравнению с d_n . Тем не менее данные ограничения могут быть существенно ослаблены путем уменьшения C_S и d_e . Это может быть достигнуто, например, путем уменьшения $\operatorname{tg} \beta$. Такие сокращения операторов C_S и d_e напрямую зависят от выбора фазовых комбинаций: $\arg(\mu A_t)$, $\arg(\mu m_{\tilde{g}})$ и $\arg(\mu m_{\tilde{W}})$. Таким образом, в результате варьирования CP -нарушающих фаз можно добиться удовлетворительного согласия области изменения параметров, соответствующей СРХ-сценарию, с экспериментальными ограничениями от ЭДМ. Скорее всего, неоднозначные ситуации такого рода характерны и для других, менее хорошо изученных областей пространства параметров МССМ. В итоге заключаем, что ограничения на пространство параметров МССМ и фазы CP -нарушения из экспериментальных данных по ЭДМ хотя и существуют, но обладают сильной зависимостью от выбранного сценария, что не дает возможности в настоящее время однозначно зафиксировать разрешенные или запрещенные области.

Проблеме нарушения CP -инвариантности уже более 40 лет, и посвященная ей литература весьма обширна. Развитие идей может быть прослежено, в частности, по публикациям в ЭЧАЯ [52].

В обзоре [4] обсуждаются экспериментальные следствия различных моделей нарушения CP - и T -инвариантности, позволяющие установить источники CP -нарушения и выбрать адекватную модель. Освещены результаты последнего времени и проведено сравнение предсказаний различных моделей нарушения CP -инвариантности, позволяющее предпочесть ту или иную схему.

В работе [53] представлен обзор нарушения CP -инвариантности в распадах B -мезонов, который охватывает недавние результаты, полученные на мезонных фабриках. Рассматриваются ограничения на CP -нарушение в распадах и смешиваниях B -мезонов и в аналогичных явлениях в физике K -мезонов, рассмотрены сходства и различия в этих системах. Обсуждаются

*Параметр при CP -нечетном операторе размерности 6 $C_S \bar{N} N \bar{e} i \gamma_5 e$ электрон-нуклонного взаимодействия, экспериментальное ограничение сверху $|C_S| \leq 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ ТэВ}^{-2}$.

возможности обнаружения новой физики по отклонениям матричных элементов СКМ, полученных из распадов K - и B -мезонов, от их стандартных значений.

В обзоре [54] рассмотрены процессы с K -мезонами, обусловленные FCNC, в особенности распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \nu$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \nu$. Обсуждаются существующие экспериментальные данные для этих и других процессов с нарушением CP -инвариантности и рассматриваются перспективы будущих исследований. Результаты опытов с каонами сравниваются с данными, полученными для B -мезонов (CP -нечетная асимметрия в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, $(B^0-\bar{B}^0)$ -смешивание). Обсуждается возможная интерпретация данных о распадах $K \rightarrow \pi \nu \nu$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в рамках СМ и в моделях с новой физикой.

В книге «CP Violation in Particle, Nuclear and Astrophysics» [55], представляющей лекции по физике CP -нарушения, рассматриваются современные проблемы нарушения CP -инвариантности в физике элементарных частиц, ядер и астрофизике. Особое внимание уделяется системам нейтральных мезонов и подтверждению CP -нарушения в системе B -мезонов. Теория и новые методы необходимы для детального объяснения экспериментальных данных. Книга содержит описание классического и современных методов поиска электрического дипольного момента нейтрона и других тестов T -симметрии, а также содержит введение в астрофизические следствия CP -нарушения.

Книга «CP Violation» [56] посвящена всестороннему обсуждению вопросов, связанных с теоретическим и экспериментальным исследованием нарушения CP -инвариантности и возможными их связями с проблемами поколений фундаментальных фермионов и генерации их масс. В работах [56, 57] развита необходимая базисно-независимая техника исследования двухдублетной (и с несколькими скалярными дублетами) модели с явным и спонтанным CP -нарушением на основе перехода от произвольного (общего) базиса* к хиггсовскому, в котором параметры потенциала являются инвариантами. Условия минимума записываются через инвариантные параметры. Рассмотрены взаимодействия Юкавы типа II и III. Приведены условия для сохранения и нарушения (жесткого и мягкого) CP -инвариантности.

Как было упомянуто выше, в настоящем обзоре основное внимание уделяется «ограниченной» версии МССМ с явным CP -нарушением в хиггсовском секторе. Для случая двухдублетного хиггсовского сектора МССМ с CP -нарушением рассчитаны масса, ширины распадов физического состояния легкого бозона Хиггса в случае максимального CP -смешивания. Эффекты явного CP -нарушения в хиггсовском секторе могут быть весьма существенными

*Выбором базиса будем называть специальный выбор скалярных полей. См. подробнее в разд. 4.

для экспериментов на коллайдере ЛНС и электрон-позитронных коллайдерах нового поколения. Проведено детальное сравнение полученных масс и ширины распадов с результатами других подходов [58, 59].

В разд. 1 представлен обзор введения CP -нарушения в СМ. В разд. 2 рассмотрен эффективный двухдублетный хиггсовский потенциал с явным нарушением CP -инвариантности [60, 61]. Исследуется эволюция параметров потенциала с явным нарушением CP -инвариантности, граничные условия для которых взяты на масштабе нарушения суперсимметрии M_{SUSY} .

В разд. 3 получены физические состояния бозонов Хиггса и их массы для общей двухдублетной модели хиггсовского сектора (ДДМ). Условия диагонализации эффективного двухдублетного потенциала в локальном минимуме зависят от комплексных параметров взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными \tilde{t} - и \tilde{b} -кварками. Необходимо обеспечить корректную процедуру диагонализации хиггсовского потенциала с комплексными параметрами в локальном минимуме, после которой вместо двух нейтральных CP -четных h , H и одного нейтрального CP -нечетного A бозонов Хиггса возникают три нейтральных смешанных состояния h_1 , h_2 , h_3 , не обладающих определенной CP -четностью, вершины взаимодействия которых с фундаментальными калибровочными бозонами и фермионами могут существенно отличаться от модели МССМ, приводя к новым потенциально наблюдаемым эффектам. Представлено исследование масс бозонов Хиггса в случае максимального CP -смешивания, т.е. значительного отличия массовых состояний от CP -состояний. Также рассматриваются основные феноменологические сценарии для исследования свойств хиггсовского сектора. В приложении рассмотрено взаимодействие бозонов Хиггса с частицами СМ. Представлено юкавское взаимодействие бозонов Хиггса для ДДМ типа II и типа III. Получены коэффициенты взаимодействия хиггсовских бозонов с калибровочными в двухдублетной модели с явным CP -нарушением и проанализирована их зависимость от параметров модели. Изучено возможное смешивание в кинетическом слагаемом лагранжиана. Рассмотрен режим отщепления тяжелых частиц.

В разд. 4 рассмотрена обобщенная двухдублетная модель со спонтанным и явным нарушением CP -инвариантности [60]. Показано, что фазы, нарушающие CP -инвариантность в матрице СКМ и в обобщенном двухдублетном потенциале хиггсовского сектора с комплексными параметрами и вакуумными средними, являются независимыми источниками CP -нарушения в заряженных токах. В ряде работ рассматривался сценарий с действительной СКМ, когда все эффекты CP -нарушения происходили за счет секторов МССМ [62–64].

Независимый анализ двухдублетных моделей с CP -нарушением проводится в работах [58, 59, 65, 66], использующих иначе базисы в изопространстве скалярных полей и другие методы вычисления радиационных поправок в секторах, включающих кварки и бозоны Хиггса. Представляется интересным

и актуальным сравнение результатов для наблюдаемых (включая вероятности распадов и сечения рождения бозонов Хиггса), полученных с использованием различающихся методов. Сравнения такого рода позволяют глубже понять чувствительность результатов к различным источникам радиационных поправок в рамках характерных сценариев МССМ и обеспечить их высокую надежность.

1. НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ ЗА СЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ КВАРКОВ И СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ

Исторически признанным первым способом объяснения CP -нарушения была матрица смешивания СКМ [2] в кварковом секторе СМ. Симметрии T и CP могут нарушаться за счет взаимодействий скалярных бозонов, если имеются два или более скалярных дублетов [6, 67]; в этом случае нарушение симметрий T и CP ожидается слабым, поскольку скалярные дублеты слабо связаны с легкими кварками. До сих пор неизвестно, какой из этих механизмов ответствен за наблюдаемые проявления нарушения симметрий T и CP .

Хорошо известно, что происхождение матрицы смешивания СКМ [2] обусловлено лагранжевыми членами СМ, описывающими взаимодействия бозона Хиггса с кварками:

$$\mathcal{L}_Y = -g_{ij}^u \bar{\psi}_L^{i'} H u_R^{j'} - g_{ij}^d \bar{\psi}_L^{i'} \tilde{H} d_R^{j'} + \text{э. с.} \quad (1)$$

(членами юкавского взаимодействия*; штрих показывает, что кварковые поля находятся пока не в массовых состояниях). Здесь $\bar{\psi}_L^{1'} = (\bar{u}', \bar{d}')_L$, $\bar{\psi}_L^{2'} = (\bar{c}', \bar{s}')_L$, $\bar{\psi}_L^{3'} = (\bar{t}', \bar{b}')_L$ — три дублета левополяризованных кварков; $u_R^{1'} =$

*Нарушение CP -симметрии возникает за счет комплексных констант юкавского взаимодействия между скалярными бозонами (в данном случае бозонами Хиггса) и фермионами. При этом константы взаимодействия физических бозонов Хиггса (Higgs boson mass eigenstates) с физическими кварками имеют структуру

$$m_i^{u(d)}(a + \nu\gamma_5 b)/v, \quad (2)$$

где m_i^u (m_i^d) — массы верхних (нижних) кварков; a , b — некоторые вещественные константы; γ_5 — матрица Дирака. CP -преобразование эквивалентно замене $m_i^{u(d)}(a + \nu\gamma_5 b)/v \rightarrow m_i^{u(d)}(a - \nu\gamma_5 b)/v$. Легко заметить, что последнее означает нарушение CP -инвариантности за счет членов в сечении физических процессов, пропорциональных ab . В СМ $a = 1$, $b = 0$, поэтому CP -симметрия не нарушена. CP -нарушение естественным образом вводится через комплексные структуры лагранжиана юкавского взаимодействия в ДДМ с CP -нарушением.

$u'_R, u'^{2'}_R = c'_R, u'^{3'}_R = t'_R, d'^{1'}_R = d'_R, d'^{2'}_R = s'_R, d'^{3'}_R = b'^{*}_R$ — шесть синглетов правополяризованных кварков, три с $Y = 2/3$ и три с $Y = -1/3$, в базисе взаимодействия, H обозначает здесь дублет комплексных скалярных полей, и $\tilde{H}_k = \epsilon^{kl} H_l^*$ (с $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$). Неизвестные константы взаимодействия g^u_{ij}, g^d_{ij} — матрицы 3×3 , не обязательно симметричные или эрмитовы, в пространстве ароматов, матричные элементы которых, вообще говоря, есть комплексные числа, определяемые с точностью до фаз CP -преобразования** спиновых полей кварков и скалярного поля бозона Хиггса. В отсутствие дополнительных, накладываемых симметрией ограничений в (1) максимально нарушаются все дискретные и сохраняющие аромат симметрии.

Без скалярного поля Хиггса и массовых слагаемых лагранжиан теории кварков и лептонов полностью определяется условиями калибровочной инвариантности и перенормируемости. Тогда имеем

$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{4} \sum_i (F_{i\mu\nu}^a)^2 + \sum_J \bar{\psi}_J (i\hat{D}) \psi_J, \quad (3)$$

где индекс i принимает три значения, соответствующие трем множителям калибровочной группы, индекс J нумерует различные мультиплеты киральных фермионов. Лагранжиан (3) симметричен относительно комбинации преобразований CP и также инвариантен относительно обращения времени.

Дискретные симметрии C, P , с одной стороны, и CP, T — с другой входят в калибровочные теории поля на разных основаниях. Любая киральная теория поля будет естественным образом нарушать C и P . Поэтому представляется загадочным, почему C и P являются приближенными симметриями природы. С другой стороны, любая теория калибровочных бозонов и безмассовых фермионов инвариантна относительно CP и T . Из опыта известно, что в природе имеется некоторое взаимодействие, нарушающее CP , поскольку правила отбора для CP слабо нарушаются при распадах K^0 -мезона. Чтобы найти источники этого нарушения, следует ввести в основной калибровочный лагранжиан (3) дополнительные слагаемые.

Прежде всего следует добавить динамические слагаемые, которые привели бы к спонтанному нарушению $SU(2) \times U(1)$ -симметрии. Следует ввести в лагранжиан слагаемые, отвечающие взаимодействию полей Хиггса с кварками и лептонами. В этом случае перенормируемость и калибровочная

* $u^{i'}$ и $d^{i'}$ ($i = 1, 2, 3$) — три независимых кварковых поля с зарядами $2e/3$ и $-e/3$ соответственно (e — заряд электрона), индексы L и R обозначают левые и правые компоненты кварковых полей.

**Напомним, что из определения, например, для P вида $Pa_{\sigma}^{\pm}(\mathbf{p})P^{\dagger} = \eta_{\sigma} a_{\sigma}^{\pm}(-\mathbf{p})$, где содержащий фазу P -преобразования комплексный фактор $|\eta_{\sigma}| = 1$, $\sigma = 0$ или $1/2$, следует $P\phi(x)P^{\dagger} = \eta_0^* \phi(x')$, $P\psi(x)P^{\dagger} = \eta_{1/2}^* \gamma_0 \psi(x')$, где $x' = Px$.

инвариантность накладывают очень слабые ограничения, так что существует множество разрешенных взаимодействий.

Когда мы рассматриваем взаимодействие калибровочных полей с кварками, обычные производные необходимо заменить на ковариантные. Это автоматически приводит к тому, что все кварки одинаково взаимодействуют с точки зрения КХД и, кроме того, все кварки одного типа одинаково взаимодействуют слабым образом. Перемешивание различных кварковых ароматов запрещено. Однако наличие взаимодействия поля Хиггса с кварками не следует из калибровочного принципа, и поэтому нет необходимости учитывать какое-либо из этих ограничений. Если мы не требуем сохранения кварковых ароматов, постулируя тем самым новую дискретную симметрию теории, взаимодействие Хиггса будет, вообще говоря, перемешивать разные ароматы.

Чтобы диагонализировать массовый член кварков после спонтанного нарушения симметрии $H \rightarrow (0, v/\sqrt{2})$ в (1), необходимо провести унитарные (чтобы сохранить вид кинетического члена) преобразования полей верхних и нижних кварков $u^{i'}$ и $d^{i'}$, определив «повернутые» фермионные поля в массовом базисе:

$$u_{L,R}^i = U_{L,R} u_{L,R}^{i'}, \quad d_{L,R}^i = D_{L,R} d_{L,R}^{i'}. \quad (4)$$

После этой диагонализации матрицы 3×3 унитарного преобразования U_L и D_L не остаются как в лагранжевых членах (1), так и во взаимодействиях нейтральных векторных токов кварков, но явно возникают в лагранжевых членах, описывающих взаимодействия заряженных токов $u^{i'}$ и $d^{i'}$: $g \bar{u}_L' \gamma_\mu d_L^{i'} = g \bar{u}_L \gamma_\mu U_L D_L^\dagger d_L^{i'}$. Произведение $U_L D_L^\dagger \equiv V_{CKM}$ определяет комплексную матрицу СКМ, описывающую эффекты нарушения CP -четности. В рамках стандартной картины (в СМ) CP -нарушение возникает потому, что нельзя получить только действительные матричные элементы V_{CKM} , используя CP -преобразования для шести верхних и нижних кварков. Другими словами, CP -нарушение в СМ обусловлено тем, что существуют именно три поколения фундаментальных фермионов.

Преобразования (4) переводят кварковые поля в базисе их собственных массовых состояний. В этом базисе массовые слагаемые, взаимодействия массовых состояний кварков и хиггсовского бозона (в лагранжиане СМ) диагональны и сохраняют P -, C - и T -инвариантность.

Кварки разных поколений могут переходить друг в друга с излучением W -бозона. Константы взаимодействия верхних и нижних кварков с W -бозоном зависят от комплексных элементов унитарной матрицы СКМ, которая параметризуется через три угла и одну фазу. CP -нарушение при распадах нейтральных мезонов в СМ объясняется наличием этой фазы. Процессы слабого взаимодействия, в которых происходит обмен зарядом между лептонами и адронами, хорошо описываются при низких энергиях эффективным лагран-

жианом

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma_\lambda(1 + \gamma_5)\nu_e + \bar{\mu}\gamma_\lambda(1 + \gamma_5)\nu_\mu] J^\lambda + \text{э. с.}, \quad (5)$$

где J^λ — адронный ток. После открытия третьего поколения лептонов и кварков адронный ток (5) записывают в виде

$$J^\lambda = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В терминах $SU(2) \times U(1)$ -калибровочной теории это означает, что имеются три кварковых дублета [68]

$$\left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} u \\ V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} c \\ V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} t \\ V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Если на теорию не наложены какие-либо дополнительные симметрии, перенормируемые $SU(3)_C \times SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -инвариантные взаимодействия n скалярных дублетов Φ_n с кварками имеют общий вид (1):

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{ijn} g_{ij}^{un} \overline{\begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} \phi_n^+ \\ \phi_n^0 \end{pmatrix} u'_{jR} - \sum_{ijn} g_{ij}^{dn} \overline{\begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} \phi_n^{0*} \\ -\phi_n^{+*} \end{pmatrix} d'_{jR} + \text{э. с.} \quad (10)$$

Вакуумные средние нейтральных скаляров приводят к появлению массового слагаемого для кварков

$$\mathcal{L}_m = - \sum_{ij} \bar{u}'_{iL} m_{ij}^{u'} u'_{jR} - \sum_{ij} \bar{d}'_{iL} m_{ij}^{d'} d'_{jR} + \text{э. с.}, \quad (11)$$

где

$$m_{ij}^{u'} = \sum_n g_{ij}^{un} \langle \phi_n^0 \rangle_{\text{вак}}, \quad m_{ij}^{d'} = \sum_n g_{ij}^{dn} \langle \phi_n^{0*} \rangle_{\text{вак}}. \quad (12)$$

Матрицы $m_{ij}^{u'}$ и $m_{ij}^{d'}$ ничем не ограничены, в частности, они могут быть комплексными и недиагональными (в последнем случае в лагранжиане \mathcal{L}_m появляются слагаемые, не сохраняющие четность и сорт кварков). Но мы можем ввести новые кварковые поля (4). При этом массовое слагаемое (11),

переписанное через нештрихованные кварковые поля, сохраняет свой вид, но матрицы $m^{u'}$ и $m^{d'}$ заменяются на

$$m^u = U_L m^{u'} U_R^\dagger, \quad m^d = D_L m^{d'} D_R^\dagger. \quad (13)$$

Однако согласно общей теореме для любой матрицы m' можно выбрать унитарные матрицы A и B такие, что матрица $A m' B$ будет действительной и диагональной. Поэтому мы сможем выбрать A так, чтобы m стали действительными и диагональными. В этом случае кварковые поля u, c, t, d, s, b должны отождествляться с компонентами $u_L + u_R, d_L + d_R$. Теперь можно записать слабые дублеты в виде

$$Q_{iL} = \begin{pmatrix} (U_L^{-1} u'_L)_i \\ (D_L^{-1} d'_L)_i \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Однако с тем же успехом мы можем взять в качестве дублетов линейные комбинации $U_L Q_L$, верхними компонентами которых являются кварки u, c, t определенных масс с зарядом $2e/3$. Тогда такие дублеты принимают вид (7)–(9), причем

$$V_{CKM} = U_L D_L^{-1}. \quad (15)$$

Значения абсолютных величин элементов матрицы Кобаяши–Маскава известны с достоверностью 90 % [69]:

$$\begin{pmatrix} 0,9741 \div 0,9756 & 0,219 \div 0,226 & 0,0025 \div 0,0048 \\ 0,219 \div 0,226 & 0,9732 \div 0,9748 & 0,038 \div 0,044 \\ 0,004 \div 0,014 & 0,037 \div 0,044 & 0,9990 \div 0,9993 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где строки нумеруются кварками u, c, t , а столбцы — кварками d, s, b .

В параметризации Вольфенштайна [70] (она подчеркивает иерархию в величине углов)

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Ввиду комплексности матричных элементов (1,3) и (3,1) юкавские константы связи становятся комплексными.

Если бы существовали лишь два кварковых дублета, образованных из кварков u, c, d, s , то можно было бы так выбрать фазы кварковых полей, что все элементы V_{ij} стали бы действительными и матрица V_{CKM} — ортогональной, тогда в дублетах (7), (8) можно опустить слагаемое с индексом b . В этом случае калибровочные взаимодействия автоматически сохраняли бы симметрии T и CP . Большое значение третьего поколения заключается в том, что

теперь уже не всегда возможно выбрать кварковые фазы так, чтобы матрица $V_{СКМ}$ стала действительной, и поэтому калибровочные взаимодействия могут не сохранять T - и CP -инвариантности. Однако по неизвестным причинам элементы V_{ub} , V_{cb} , V_{td} , V_{ts} , связывающие третье поколение с двумя первыми, довольно малы. Поэтому физика двух первых поколений кварков слабо зависит от наличия третьего поколения, и это более или менее объясняет, почему гипотеза Кабиббо [71]

$$J^\lambda = \bar{u}\gamma^\lambda(1 + \gamma_5)d \cos \theta_C + \bar{u}\gamma^\lambda(1 + \gamma_5)s \sin \theta_C \quad (18)$$

настолько успешна и почему нарушение T и CP столь мало.

Модель с двумя дублетами бозонов Хигса, описываемая (10), является наиболее общим случаем при $n = 2$, когда все бозоны Хигса участвуют в генерации масс верхних и нижних кварков (и лептонов). Данный лагранжиан приводит к FCNC-процессам на древесном уровне. Это происходит потому, что, приводя фермионы к их собственным состояниям, мы не можем одновременно диагонализировать матрицы $g^{u(d)1}$ и $g^{u(d)2}$.

Выделяют три типа моделей ДДМ в зависимости от представления лагранжиана юкавского взаимодействия. Рассмотрим дискретные симметрии

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1 \quad \text{и} \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2, \quad d'_{jR} \rightarrow \pm d'_{jR} \quad \text{и} \quad u'_{jR} \rightarrow u'_{jR}.$$

В зависимости от инвариантности лагранжиана (10) относительно этих симметрий мы получаем следующие два случая.

1. Если мы возьмем $d'_{jR} \rightarrow d'_{jR}$, то из (10) исчезают слагаемые с g_{ij}^{u2} , g_{ij}^{d2} . В итоге только поле Φ_1 взаимодействует с нижним и верхним секторами, а поле Φ_2 полностью выпадает из лагранжиана. Этот случай принято называть двухдублетной моделью хигсовского сектора с юкавским взаимодействием первого типа (ДДМ типа I).

2. Если мы возьмем $d'_{jR} \rightarrow -d'_{jR}$, то в этом случае в лагранжиане будут отсутствовать слагаемые с g_{ij}^{u2} , g_{ij}^{d1} . Следовательно, поле Φ_1 будет генерировать массы верхнего сектора, в то время как Φ_2 будет взаимодействовать с нижним сектором. Такую модель принято называть двухдублетной моделью хигсовского сектора второго типа (ДДМ типа II).

Следует добавить, что лагранжианы юкавского взаимодействия первого и второго типов можно получить, наложив другую, непрерывную глобальную симметрию. Так, лагранжиан типа I возникает в результате симметрии (10) относительно

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1 \quad \text{и} \quad \Phi_2 \rightarrow e^{i\alpha} \Phi_2, \quad d'_{jR} \rightarrow d'_{jR} \quad \text{и} \quad u'_{jR} \rightarrow u'_{jR},$$

где α — некоторая фаза.

Лагранжиан типа II можно получить, рассматривая преобразования

$$\Phi_1 \rightarrow \Phi_1 \quad \text{и} \quad \Phi_2 \rightarrow e^{i\alpha} \Phi_2, \quad d'_{jR} \rightarrow e^{-i\alpha} d'_{jR} \quad \text{и} \quad u'_{jR} \rightarrow u'_{jR}.$$

Дискретная симметрия является частным случаем непрерывной глобальной симметрии при $\alpha = \pi$. Однако ни дискретная, ни непрерывная симметрия не являются обязательными. Поэтому представляется интересным самый общий случай, когда в лагранжиане (10) присутствуют все слагаемые и на древесном уровне возникают FCNC-процессы. Такая модель получила название двухдублетной модели хиггсовского сектора типа III (ДДМ типа III).

В модели первого типа лагранжиан запишется следующим образом:

$$-\mathcal{L}_Y(\text{тип I}) = g_{ij}^{u1} \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi}_1 u'_{jR} + g_{ij}^{d1} \bar{Q}'_{iL} \Phi_1 d'_{jR} + \text{лепт. сектор} + \text{э. с.} \quad (19)$$

В модели второго типа поле Φ_1 взаимодействует только с верхними кварками, в то время как поле Φ_2 — только с нижними. Поэтому лагранжиан в данном случае можно записать в следующем виде:

$$-\mathcal{L}_Y(\text{тип II}) = g_{ij}^{u1} \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi}_1 u'_{jR} + g_{ij}^{d2} \bar{Q}'_{iL} \Phi_2 d'_{jR} + \text{лепт. сектор} + \text{э. с.} \quad (20)$$

Модель третьего типа является наиболее общей, и запись лагранжиана соответствует (10) при $n = 2$:

$$-\mathcal{L}_Y(\text{тип III}) = g_{ij}^{u1} \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi}_1 u'_{jR} + g_{ij}^{d1} \bar{Q}'_{iL} \Phi_1 d'_{jR} + \\ + g_{ij}^{u2} \bar{Q}'_{iL} \tilde{\Phi}_2 u'_{jR} + g_{ij}^{d2} \bar{Q}'_{iL} \Phi_2 d'_{jR} + \text{лепт. сектор} + \text{э. с.} \quad (21)$$

Возможно ввести эрмитовы лагранжианы, явно нарушающие CP -инвариантность [5], для системы нескольких скалярных полей. Например, для трех комплексных полей $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$

$$\mathcal{L} = \lambda \varphi_1 \varphi_2^* \varphi_3^* + \lambda^* \varphi_1^* \varphi_2 \varphi_3,$$

$$CP \mathcal{L} P^\dagger C^\dagger = \mathcal{L}^{CP} = \lambda e^{i\alpha} \varphi_1^* \varphi_2 \varphi_3 + \lambda^* e^{-i\alpha} \varphi_1 \varphi_2^* \varphi_3^*,$$

где λ — комплексный параметр; α — несущественная в данном случае фаза CP -преобразования. Ее можно устранить фазовым преобразованием полей, которому отвечает сохранение соответствующего заряда. После этого видно, что \mathcal{L} и \mathcal{L}^{CP} отличаются знаком мнимой части λ . Это отличие не приведет в данном простейшем примере к наблюдаемым следствиям, поскольку фазу параметра λ тоже можно устранить $U(1)$ -поворотом. Однако уже для системы с тринейными взаимодействиями четырех скалярных полей $\lambda_i \varphi_j \varphi_k \varphi_l$ этого, вообще говоря, сделать нельзя. Легко установить, что лагранжиан ее будет CP -инвариантным, если фазы четырех параметров λ_i

удовлетворяют определенным условиям, обеспечивающим возможность их устранения $U(1)$ -поворотами полей φ_i . С этой точки зрения большой интерес представляют модели с расширенным хиггсовским сектором, в которых CP -инвариантность хиггсовского потенциала с комплексными параметрами явно нарушена. Наиболее простым случаем является двухдублетный эффективный потенциал минимальной суперсимметричной модели, содержащий (если не рассматривается возможность спонтанного нарушения CP -инвариантности [6]) десять параметров, четыре из них могут быть комплексными. В рамках МССМ доминирующие петлевые поправки от третьего поколения скалярных кварков приводят к существенному нарушению CP -инвариантности эффективного двухдублетного хиггсовского потенциала [65]. Различные модели с радиационно индуцированным CP -нарушением в двухдублетном хиггсовском секторе были изучены в [65, 72].

Расширение скалярного сектора [65, 72] естественным образом приводит к возникновению нового источника нарушения CP -инвариантности. Допол-

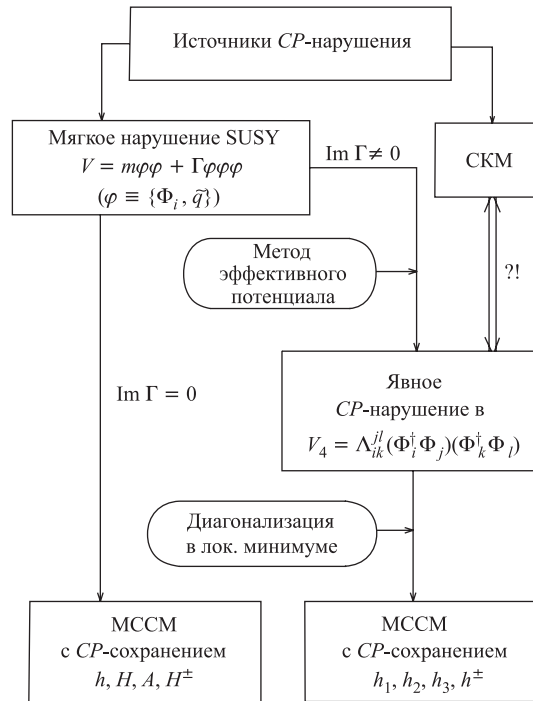


Рис. 1. Взаимосвязь источников нарушения CP -инвариантности и методов обоснования введения комплексных CP -нарушающих фаз

нительные интересные возможности появляются при включении комплексных параметров в двухдублетный $SU(2) \times U(1)$ -инвариантный хиггсовский потенциал, CP -инвариантность которого явно и(или) спонтанно нарушается. В моделях с двумя дублетами скалярных полей (ДДМ) [19] CP -инвариантность может быть нарушена членами потенциала, содержащими $(\Phi_1^\dagger \Phi_2)$ или $(\Phi_2^\dagger \Phi_1)$ с комплексными параметрами $\mu_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$. Комплексные параметры приводят к смешиванию массовых состояний бозонов Хиггса, которые имеются в МССМ с CP -сохранением, изменениям их масс и новым вершинам взаимодействия физических хиггсовских бозонов с фермионами и калибровочными бозонами. Здесь CP -нарушение может возникнуть за счет перемешивания в новых физических массовых состояниях CP -четных и CP -нечетного бозонов Хиггса.

В случае МССМ существенные комплексные параметры Λ_{ik}^{jl} эффективного двухдублетного потенциала ($i, j, k, l \equiv \{1; 2\}$) могут появляться при учете взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками третьего поколения. Этот результат можно получить, используя метод эффективного потенциала, путем интегрирования по степеням свободы массивных суперпартнеров кварков.

На рис. 1 члены потенциала, мягко нарушающие суперсимметрию, можно записать в обобщенном виде. Через φ на рис. 1 обозначены либо дублеты хиггсовских полей, либо поля скалярных кварков, константа взаимодействия которых Γ в общем случае может быть комплексной. В случае действительных параметров Γ мы получаем модель МССМ с CP -четными и CP -нечетным бозонами Хиггса.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ МССМ

Хиггсовский сектор МССМ является специальным случаем ДДМ («ограниченной» ДДМ). Однако в то время как на древесном уровне модель ограничивается суперсимметрией, на однопетлевом — генерируются все взаимодействия ДДМ, допустимые калибровочной инвариантностью (это обусловлено взаимодействиями, нарушающими SUSY). Поэтому хиггсовский сектор МССМ есть в действительности общая модель ДДМ с некоторыми соотношениями между параметрами сектора Хиггса, определяемыми фундаментальными параметрами модели с нарушенной суперсимметрией.

Далее рассматривается эффективный двухдублетный хиггсовский потенциал с комплексными параметрами, CP -инвариантность которого в МССМ явно нарушена взаимодействием бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков. Получены состояния бозонов Хиггса, исследуются их массы.

2.1. Эффективный потенциал ДДМ. В общей двухдублетной модели ДДМ [6] вводятся два идентичных (гиперзаряд $Y=1$) скалярных $SU(2)_L$ -дублета Φ_1 и Φ_2 комплексных полей

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+(x) \\ \phi_1^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \eta_1 + i\chi_1) \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$\Phi_2 = e^{i\xi} \begin{pmatrix} \phi_2^+(x) \\ \phi_2^0(x) \end{pmatrix} = e^{i\xi} \begin{pmatrix} -i\omega_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 e^{i\zeta} + \eta_2 + i\chi_2) \end{pmatrix} \quad (23)$$

с ненулевыми вакуумными ожиданиями

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{e^{i\xi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\zeta} \end{pmatrix} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Необходимо заметить, что поля ω_i, η_i, χ_i не являются физическими в произвольном базисе Φ_1, Φ_2 . Отношение абсолютных величин (модулей) вакуумного ожидания v_1 и v_2 определяется параметром

$$\text{tg } \beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ ГэВ})^2. \quad (25)$$

Всегда можно переопределить базис (22), (23) выбором независимых скалярных компонент дублетов. Поэтому параметр $\text{tg } \beta$ не является полностью (однозначно) определенным [57]. Введенные фазы ζ и ξ отражают возможный произвол (физический) в выборе относительного разворота величин вакуумного ожидания и относительного поворота дублетов комплексных скалярных полей. Чтобы определить физические величины в общей модели, необходимо развить базисно-независимую технику [56, 57] (см. подробнее исследование общей ДДМ в разд. 4). В разд. 2 и 3 рассматривается случай явного нарушения CP -инвариантности ($\zeta = 0$ и $\xi = 0$).

Наиболее общая эрмитова форма перенормируемого $SU(2) \times U(1)$ -инвариантного лагранжиана для системы полей (22), (23) имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H = & (\mathcal{D}_\nu \Phi_1)^\dagger \mathcal{D}^\nu \Phi_1 + (\mathcal{D}_\nu \Phi_2)^\dagger \mathcal{D}^\nu \Phi_2 + \kappa (\mathcal{D}_\nu \Phi_1)^\dagger \mathcal{D}^\nu \Phi_2 + \\ & + \kappa^* (\mathcal{D}_\nu \Phi_2)^\dagger \mathcal{D}^\nu \Phi_1 - U(\Phi_1, \Phi_2), \quad (26) \end{aligned}$$

где потенциал $U(\Phi_1, \Phi_2)$ в произвольном («generic») [56, 57] базисе полей

Хиггса Φ_1, Φ_2 может содержать следующие инвариантные члены [65, 72]:

$$\begin{aligned}
U(\Phi_1, \Phi_2) = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) - \mu_{12}^{*2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
& + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\
& + \frac{\lambda_5}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \frac{\lambda_5^*}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \\
& + \lambda_6^*(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7^*(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) \quad (27)
\end{aligned}$$

с эффективными действительными параметрами $\mu_1^2, \mu_2^2, \lambda_1, \dots, \lambda_4$ и комплексными в общем случае параметрами $\mu_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ [72]*. Четверное взаимодействие в (27) можно записать в обобщенной форме [73]: $V_{\text{quartic}} = \Lambda_{ik}^{jl}(\Phi_i^\dagger\Phi_j)(\Phi_k^\dagger\Phi_l)$. В случае МССМ существенные комплексные параметры Λ_{ik}^{jl} эффективного двухдублетного потенциала ($i, j, k, l \equiv \{1; 2\}$) могут появляться при учете взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками третьего поколения.

Ковариантная производная имеет вид

$$\mathcal{D}_\mu\Phi = \left(\partial_\mu - i\frac{1}{2}g_2A_\mu^a\sigma^a - i\frac{1}{2}g_1B_\mu \right) \Phi, \quad (28)$$

где A_μ^a и B_μ — калибровочные поля (бозоны), соответствующие группам $SU(2)$ и $U(1)$. Поскольку эти две группы коммутируют друг с другом как подгруппы полной калибровочной группы, они могут иметь разные константы взаимодействия, обозначенные g_2 и g_1 .

В настоящее время известны два основных подхода к построению двухдублетного потенциала МССМ на масштабе энергий порядка m_{top} . В рамках первого подхода (диаграммный подход [65]) радиационные поправки к массам скалярных полей и их вершинам взаимодействия могут быть получены путем явного расчета однопетлевых диаграмм с двумя и четырьмя внешними линиями и последующей диагонализации массовой матрицы, включающей члены

*Комплексный параметр κ описывает смешанный кинетический член лагранжиана. Интересная возможность смешивания в кинетических членах обсуждалась [66, 74] в общей (несуперсимметричной) двухдублетной модели. Сильные ограничения на его действительную часть накладываются прецизионными экспериментальными данными о массах калибровочных бозонов $m_{W,Z}$. Кроме того, при наличии смешанного кинетического члена не удастся построить диагональную 4×4 -матрицу кинетических членов бозонов Хиггса совместно с диагональной матрицей для их массового члена. Соответствующие условия могут быть записаны в виде системы десяти линейных уравнений, которая имеет решение практически только при $\kappa = 0$. Заметим также, что нет необходимости вводить смешанный кинетический член для обеспечения перенормируемости. Ниже показано, что соответствующие вклады от перенормировки полей скалярных кварков в эффективные параметры $\lambda_{5,6,7}$ равны нулю (см. также [73]). Поэтому в дальнейшем полагаем $\kappa = 0$ (см. также приложение).

вида собственной энергии скалярных полей в однопетлевом приближении. В рамках второго подхода (метод эффективного потенциала [73,75,76]), применяемого нами в настоящей работе, используется однопетлевой эффективный потенциал (типа потенциала Коулмена–Вайнберга [77]), который содержит всевозможные однопетлевые вклады. Разложение эффективного потенциала по обратным степеням масштаба M_{SUSY} нарушения суперсимметрии задает на масштабе m_{top} радиационные поправки к параметрам λ_i , зафиксированным суперсимметрией на масштабе M_{SUSY} [20]. При этом параметры λ_i аналитически выражаются через параметры взаимодействия сектора *скалярные кварки–бозон Хиггса* μ и $A_{t,b}$, а также через массы скалярных кварков, играющих роль регуляторов Паули–Вилларса. Вычисление методом эффективного потенциала не учитывает вклады диаграмм типа собственной энергии для скалярных полей (или вклады перенормировки поля), которые рассчитываются отдельно [22,61,78]. В результате получается, что в МССМ действительная и мнимая части параметров $\lambda_{6,7}$ в простом случае $A_t = A_b \equiv A_{t,b}$ определяются фазой $\varphi \equiv \arg(\mu A_{t,b})$, действительная и мнимая части параметра λ_5 определяются удвоенной фазой φ , а комплексный параметр μ_{12}^2 фиксируется условием минимизации потенциала (см. [72]). Таким образом, потенциал (27) может быть получен как эффективный после интегрирования суперпотенциала по грассмановым переменным и добавления в суперпотенциал членов, мягко нарушающих суперсимметрию. Комплексные параметры $\lambda_{\{5,6,7\}}$ индуцируются в эффективном потенциале (27), если учесть взаимодействия скалярных кварков \tilde{t} и \tilde{b} со скалярными полями Хиггса, включающие комплексные параметры смешивания. Действительная и мнимая части μ_{12}^2 будут определяться условиями существования локального минимума эффективного потенциала (27). Параметры $\lambda_1, \dots, \lambda_4$ и μ_1^2, μ_2^2 остаются действительными числами после интегрирования по степеням свободы массивных полей скалярных кварков.

Рассмотрим ограничения, накладываемые различными симметриями на хиггсовский потенциал ДДМ. Потенциал (27) может быть записан как сумма трех составляющих [79], удовлетворяющих дополнительным симметриям:

$$U_1 = -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \frac{1}{2}\lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{1}{2}\lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1), \quad (29)$$

$$U_2 = \frac{1}{2}|\lambda_5|e^{i\delta_5}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)^2 + \text{э.с.}, \quad (30)$$

$$U_3 = -|\mu_{12}^2|e^{i\delta_{12}}(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + |\lambda_6|e^{i\delta_6}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + |\lambda_7|e^{i\delta_7}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \text{э.с.} \quad (31)$$

с CP -нарушающими фазами $\delta_5, \delta_6, \delta_7, \delta_{12}$ в членах с $(\Phi_1^\dagger \Phi_2)$ и/или с $(\Phi_2^\dagger \Phi_1)$. Видно, что U_1 является $SU(2) \times U(1) \times U(1)_{PQ} \times Z_2$ -инвариантом, U_2 — $SU(2) \times U(1) \times Z_2$ -инвариантен, U_3 — $SU(2) \times U(1)$ -инвариантен. Здесь $U(1)_{PQ}$ — дополнительная глобальная киральная симметрия Печчеи–Квинна [79,80] для системы двух дублетов скалярных полей. Дискретная симметрия Z_2 отражает запрет на FCNC: $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1, \Phi_2 \rightarrow \Phi_2$, либо наоборот.

Если потенциал U инвариантен только относительно $SU(2) \times U(1)$, то полный хиггсовский потенциал содержит все четыре фазы. Если U должен быть $U(1)_{PQ}$ -инвариантом, то $U \equiv U_1$, и все возможные CP -нарушающие фазы хиггсовского сектора исчезают. Если дополнительно к $SU(2) \times U(1)$ присутствует только Z_2 -симметрия, то $U \equiv U_1 + U_2$, в потенциале появляется одна дополнительная фаза δ_5 .

2.2. Параметры эффективного потенциала МССМ. Специальным случаем двухдублетного потенциала (27) является эффективный потенциал хиггсовского сектора МССМ. В древесном приближении на масштабе энергий M_{SUSY} (т. е. при энергиях порядка масс суперчастиц) параметры $\lambda_{1,\dots,7}$ действительные и выражаются при помощи констант связи g_1 и g_2 электрослабой группы калибровочной симметрии $SU(2) \times U(1)$ следующим образом [20]:

$$\begin{aligned} \lambda_1(M_{SUSY}) &= \lambda_2(M_{SUSY}) = \frac{1}{4} (g_2^2(M_{SUSY}) + g_1^2(M_{SUSY})), \\ \lambda_3(M_{SUSY}) &= \frac{1}{4} (g_2^2(M_{SUSY}) - g_1^2(M_{SUSY})), \quad \lambda_4(M_{SUSY}) = -\frac{1}{2} g_2^2(M_{SUSY}), \\ \lambda_5(M_{SUSY}) &= \lambda_6(M_{SUSY}) = \lambda_7(M_{SUSY}) = 0. \end{aligned} \tag{32}$$

Нарушения CP -инвариантности потенциала на масштабе M_{SUSY} нет. Однако параметры любой модели, вообще говоря, зависят от масштаба энергий, при котором они измеряются либо фиксируются. Эта зависимость описывается уравнениями ренормализационной группы (РГУ). Условия (32) играют роль граничных условий для РГУ. Ниже масштаба M_{SUSY} суперсимметричные соотношения (32) нарушаются конечным квантовым эффектом, обусловленным взаимодействием бозонов Хигса с третьим поколением суперпартнеров кварков (взаимодействие с первым и вторым поколением сильно подавлено). Отметим, что в общем случае нарушается соотношение $\lambda_1 = \lambda_2 = -(\lambda_3 + \lambda_4)$, вытекающее из (32).

Низкоэнергетическая эффективная теория ниже масштаба M_{SUSY} хорошо представляется несуперсимметричной ДДМ или СМ (в случае отщепления тяжелых частиц) и суперсимметричными партнерами, играющими роль регуляризаторов Паули–Вилларса [75]. Выше масштаба M_{SUSY} суперсимметрия восстанавливается, накладывая условия (32) на константы связи λ (которые были свободными параметрами в СМ) при масштабе перенормировки $\sigma = M_{SUSY}$. Эволюция параметров хиггсовского потенциала λ , юкавских

констант связи $h_{t,b}$ и калибровочных констант связи g_i ($i = 1, 2, 3$) определяется РГУ.

Решение РГУ позволяет рассмотреть эволюцию комплексных параметров $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$, экстраполировав их из области высоких энергий в область энергий, доступных в экспериментах на коллайдерах. Особенностью настоящего анализа по сравнению со стандартной схемой суммирования ведущих логарифмов посредством решения РГУ является учет в граничных условиях эффектов взаимодействия хиггсовских бозонов с третьим поколением скалярных кварков. Такое взаимодействие обусловлено добавлением в общий лагранжиан слагаемых, мягко нарушающих суперсимметрию.

Рассматривая отклонения эффективных параметров λ_i от $\lambda_i^{\text{SUSY}} = \lambda_i(M_{\text{SUSY}})$, будем следовать обозначениям

$$\lambda_{1,2,3,4} \equiv \lambda_{3,4}^{\text{SUSY}} - \Delta\lambda_{1,2,3,4}, \quad \lambda_{5,6,7} \equiv -\Delta\lambda_{5,6,7}, \quad (33)$$

где

$$\Delta\lambda_i \equiv \Delta\lambda_i^{\text{eff.pot}} - \Delta\lambda_i^{\text{field}}, \quad \Delta\lambda_i^{\{\text{eff.pot}; \text{field}\}} \equiv \Delta\lambda_i^{\text{log}} + \Delta\lambda_i^{\text{fin}}, \quad (34)$$

причем

$$\Delta\lambda_{5,6,7}^{\text{log}} = 0, \quad \Delta\lambda_{5,6,7}^{\text{field}} = 0. \quad (35)$$

Здесь $\Delta\lambda_i^{\text{log}}$ — логарифмические поправки; $\Delta\lambda_i^{\text{fin}}$ — конечные поправки. Радиационные поправки $\Delta\lambda_i^{\text{eff.pot}}$ к граничным условиям (32) для параметров λ_i на масштабе m_t вычислялись в рамках метода эффективного потенциала. Отметим однопетлевые вклады $\Delta\lambda_i^{\text{field}}$ перенормировки поля (которые не учитываются методом эффективного потенциала, см. в [78]).

2.3. Метод эффективного потенциала. Суперсимметричный скалярный потенциал взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков на древесном уровне имеет вид [73]

$$\mathcal{V}^0 = \mathcal{V}_M + \mathcal{V}_\Gamma + \mathcal{V}_\Lambda + \mathcal{V}_{\tilde{Q}}, \quad (36)$$

где

$$\mathcal{V}_M = -\mu_{ij}^2 \Phi_i^\dagger \Phi_j + M_Q^2 (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + M_{\tilde{U}}^2 \tilde{U}^* \tilde{U} + M_{\tilde{D}}^2 \tilde{D}^* \tilde{D}, \quad (37)$$

$$\mathcal{V}_\Gamma = \Gamma_i^D (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) \tilde{D} + \Gamma_i^U (i\Phi_i^T \sigma_2 \tilde{Q}) \tilde{U} + \Gamma_i^{D*} (\tilde{Q}^\dagger \Phi_i) \tilde{D}^* - \Gamma_i^{U*} (i\tilde{Q}^\dagger \sigma_2 \Phi_i^*) \tilde{U}^*, \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_\Lambda = & \Lambda_{ik}^{jl} (\Phi_i^\dagger \Phi_j) (\Phi_k^\dagger \Phi_l) + (\Phi_i^\dagger \Phi_j) \left[\Lambda_{ij}^Q (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + \Lambda_{ij}^U \tilde{U}^* \tilde{U} + \Lambda_{ij}^D \tilde{D}^* \tilde{D} \right] + \\ & + \bar{\Lambda}_{ij}^Q (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) (\tilde{Q}^\dagger \Phi_j) + \frac{1}{2} \left[\Lambda_{\epsilon ij} (i\Phi_i^T \sigma_2 \Phi_j) \tilde{D}^* \tilde{U} + \text{э.с.} \right], \quad i, j, k, l = 1, 2, \end{aligned} \quad (39)$$

$\mathcal{V}_{\tilde{Q}}$ обозначает члены взаимодействия четырех скалярных кварков, матрица Паули $\sigma_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}$, а Λ определяются следующими древесными суперсимметричными соотношениями (гиперзаряды скварков (слептонов) $Y_{Q_i} = 1/3(-1)$, $Y_{D_i} = 2/3(2)$, $Y_{U_i} = -4/3$) [73]:

$$\begin{aligned}\Lambda^Q &= \text{diag} \left\{ \frac{1}{4}(g_2^2 - g_1^2 Y_Q), \quad h_U^2 - \frac{1}{4}(g_2^2 - g_1^2 Y_Q) \right\}, \\ \bar{\Lambda}^Q &= \text{diag} \left\{ h_D^2 - \frac{1}{2}g_2^2, \frac{1}{2}g_2^2 - h_U^2 \right\}, \quad \Lambda^U = \text{diag} \left\{ -\frac{1}{4}g_1^2 Y_U, h_U^2 + \frac{1}{4}g_1^2 Y_U \right\}, \\ \Lambda^D &= \text{diag} \left\{ h_D^2 - \frac{1}{4}g_1^2 Y_D, \frac{1}{4}g_1^2 Y_D \right\}, \quad \Lambda = -h_U h_D.\end{aligned}$$

Константы связи Юкавы для третьего поколения скалярных кварков определены стандартным образом: $h_t = \frac{\sqrt{2} m_t}{v \sin \beta}$, $h_b = \frac{\sqrt{2} m_b}{v \cos \beta}$. Для случая сохранения CP -инвариантности, рассмотренного в [73], трилинейные параметры в (38) действительны. Для них использовалось обозначение

$$\Gamma_{\{1,2\}}^U \equiv h_U \{-\mu; A_U\}, \quad \Gamma_{\{1,2\}}^D \equiv h_D \{A_D; -\mu\}.$$

Следуя [81], получаем

$$\Gamma_{\{1,2\}}^U = h_U \{-\mu^*; A_U\}, \quad \Gamma_{\{1,2\}}^D = h_D \{A_D; -\mu^*\}, \quad (40)$$

в рассматриваемом нами случае они комплексные. Очевидно, что в секторе взаимодействия скалярных кварков с бозонами Хиггса появляются CP -нечетные структуры и следует ожидать появления матриц смешивания — аналогов СКМ. Мнимые части их матричных элементов могут быть велики. Параметры A_t , A_b (трилинейные константы взаимодействия в скалярном секторе) и μ (массовый параметр хиггсина) в секторе взаимодействия скалярных кварков с хиггсовскими полями [82] могут быть комплексными, приводя к нарушению CP -инвариантности в эффективном скалярном потенциале. Их мнимые части могут быть достаточно велики.

Методом функционального интегрирования можно получить следующее выражение [73] для однопетлевого перенормированного эффективного потенциала \mathcal{V} (в калибровке Ландау с использованием размерной редукции и модифицированной схемы минимального вычитания ($\overline{\text{MS}}$)):

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}^0 + \frac{N_C}{32\pi^2} \text{tr} \mathcal{M}^4 \left[\ln \left(\frac{\mathcal{M}^2}{\sigma^2} \right) - \frac{3}{2} \right], \quad (41)$$

где хиггсовская часть \mathcal{V}^0 совпадает с потенциалом (27) на древесном уровне с учетом (32), \mathcal{M}^2 — матрица квадратов масс скалярных кварков, σ — масштаб перенормировки, tr означает взятие операторного следа.

Ясно, что комплексные μ и $A_{t,b}$ могут стать причиной появления комплексных параметров в эффективном потенциале. Схематично ведущие однопетлевые CP -нарушающие вклады в эффективный потенциал показаны на рис. 2.

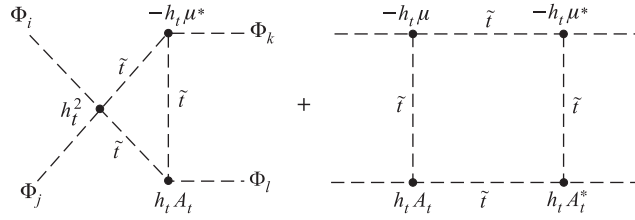


Рис. 2. CP -нарушающие вклады в эффективный потенциал

Массовую матрицу скалярных кварков удобно представить в виде [73]:

$$\mathcal{M}^2 = \mathcal{M}_M^2 + \mathcal{M}_\Gamma^2 + \mathcal{M}_\Lambda^2. \quad (42)$$

Каждое слагаемое получается дифференцированием определенного члена суперсимметричного потенциала (36)

$$(\mathcal{M}_X^2)_{ab} \equiv \frac{\partial^2 \mathcal{V}_X}{\partial \tilde{\Phi}_a \partial \tilde{\Phi}_b^*}, \quad (43)$$

где $X \equiv \{M, \Gamma, \Lambda\}$; $\tilde{\Phi}$ — поля скалярных кварков, $\tilde{\Phi} \equiv \{\tilde{Q}_1, \tilde{Q}_2, \tilde{U}^*, \tilde{D}^*\}$, $\tilde{\Phi}^* \equiv \{\tilde{Q}_1^*, \tilde{Q}_2^*, \tilde{U}, \tilde{D}\}$. В результате получаем следующие массовые матрицы для действительных нейтральных (нижних) компонент дублетов комплексных скалярных полей ($\varphi_{1,2}^0$ — действительная нейтральная компонента столбца, $\varphi_{1,2}^{0*}$ — действительная нейтральная компонента сопряженной строки)

$$\mathcal{M}_\Gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & h_t(A_t^* \varphi_2^{0*} - \mu \varphi_1^{0*}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & h_b(A_b^* \varphi_1^0 - \mu \varphi_2^0) \\ h_t(A_t \varphi_2^0 - \mu^* \varphi_1^0) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_b(A_b \varphi_1^{0*} - \mu^* \varphi_2^{0*}) & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (44)$$

$$\mathcal{M}_\Lambda^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{\Lambda 11}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{M}_{\Lambda 22}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{M}_{\Lambda 33}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathcal{M}_{\Lambda 44}^2 \end{pmatrix}, \quad (45)$$

где матричные элементы M_Λ^2 имеют следующий вид:

$$M_{\Lambda 11}^2 = |h_t|^2 \varphi_2^{0*} \varphi_2^0 + \left(\frac{1}{4} g_2^2 - \frac{1}{12} g_1^2 \right) (\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 - \varphi_2^{0*} \varphi_2^0), \quad (46)$$

$$M_{\Lambda 22}^2 = |h_b|^2 \varphi_1^{0*} \varphi_1^0 - \left(\frac{1}{4} g_2^2 + \frac{1}{12} g_1^2 \right) (\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 - \varphi_2^{0*} \varphi_2^0), \quad (47)$$

$$M_{\Lambda 33}^2 = |h_t|^2 \varphi_2^{0*} \varphi_2^0 + \frac{1}{3} g_1^2 (\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 - \varphi_2^{0*} \varphi_2^0), \quad (48)$$

$$M_{\Lambda 44}^2 = |h_b|^2 \varphi_1^{0*} \varphi_1^0 - \frac{1}{6} g_1^2 (\varphi_1^{0*} \varphi_1^0 - \varphi_2^{0*} \varphi_2^0). \quad (49)$$

В частном случае $M_{\tilde{U}} = M_{\tilde{D}} = M_{\tilde{Q}} \equiv M_{\text{SUSY}}$ (при этом $M_M^2 = \hat{1} \cdot M_{\text{SUSY}}^2$) мы можем разложить эффективный потенциал (41) по обратным степеням M_{SUSY}^2 .

Представим выражение для массовой матрицы в виде

$$M^2 = M_{\text{SUSY}}^2 \left(\hat{1} + \frac{M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \quad (50)$$

и возведем в квадрат:

$$M^4 = M_{\text{SUSY}}^4 \left(\hat{1} + 2 \frac{M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2}{M_{\text{SUSY}}^2} + \frac{(M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^2}{M_{\text{SUSY}}^4} \right). \quad (51)$$

Разложим логарифм в ряд по обратным степеням M_{SUSY}^2 :

$$\begin{aligned} \ln \frac{M^2}{\sigma^2} &= \ln \left[\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} \left(\hat{1} + \frac{M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \right] = \\ &= \hat{1} \cdot \ln \frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} + \ln \left(\hat{1} + \frac{M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) = \hat{1} \cdot \ln \frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} + \frac{M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2}{M_{\text{SUSY}}^2} - \\ &\quad - \frac{(M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^2}{2M_{\text{SUSY}}^4} + \frac{(M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^3}{3M_{\text{SUSY}}^6} - \frac{(M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^4}{4M_{\text{SUSY}}^8} + \dots \end{aligned} \quad (52)$$

Подставляя (51) и (52) в эффективный потенциал (41), получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{V} &= \mathcal{V}^0 + \frac{N_C}{32\pi^2} \left\{ M_{\text{SUSY}}^4 \left[\ln \left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} \right) \text{tr} \hat{1} - \frac{3}{2} \right] + \right. \\ &+ 2M_{\text{SUSY}}^2 \left[\ln \left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} \right) - 1 \right] \text{tr} (M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2) + \ln \left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} \right) \text{tr} (M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^2 + \\ &\quad \left. + \frac{1}{3M_{\text{SUSY}}^2} \text{tr} (M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^3 - \frac{1}{12M_{\text{SUSY}}^4} \text{tr} (M_\Gamma^2 + M_\Lambda^2)^4 \right\}. \end{aligned}$$

Для получения λ_i необходимо рассмотреть из этого разложения члены, содержащие четыре степени скалярных кварков дублетов полей Хигса Φ . Учитывая, что M_Γ^2 содержит одну степень скалярного поля (см. (44)), а M_Λ^2 — две степени (см. (45)–(49)), получаем эффективный потенциал четвертого взаимодействия

$$V_{\text{quart}} = \Lambda_{ik}^{jl} (\Phi_i^\dagger \Phi_j) (\Phi_k^\dagger \Phi_l) + \frac{N_C}{32\pi^2} \left\{ \ln \left(\frac{M_{\text{SUSY}}^2}{\sigma^2} \right) \text{tr} (M_\Lambda^2)^2 + \frac{1}{M_{\text{SUSY}}^2} \text{tr} (M_\Gamma^2)^2 M_\Lambda^2 - \frac{1}{12M_{\text{SUSY}}^4} \text{tr} (M_\Gamma^2)^4 \right\}. \quad (53)$$

Два последних слагаемых в (53) дают вклад в λ_6 , λ_7 , а вклад в λ_5 дает только последнее слагаемое. Примечательно, что они не зависят от произвольного масштаба перенормировки σ .

Например, для того чтобы получить выражение для λ_5 , подставляем в эффективный потенциал (53) массовую матрицу скалярных кварков и, выделяя коэффициенты при структуре $\varphi_1^{0*} \varphi_2^0 \varphi_1^{0*} \varphi_2^0$, получаем поправку к λ_5 в однопетлевом приближении:

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

Для того чтобы получить полную поправку к параметрам $\lambda_{3,4}$, дополнительно необходимо учесть комбинации с заряженными компонентами дублетов комплексных скалярных полей, рассмотрение только действительных нейтральных компонент $\varphi_{1,2}^0$ является здесь недостаточным. Для аналитического вычисления полных поправок к λ_i нами использовалась Mathematica 5.

2.4. Перенормировка поля. Расходимости в теории $\lambda\varphi^4$ на однопетлевом уровне можно устранить, перенормировав массу и константу связи λ . Вклад в перенормировку поля появляется только в двухпетлевом приближении. Если в теорию ввести дополнительные взаимодействия юкавского типа, то возникает необходимость перенормировать поле на однопетлевом уровне. Вклад в контрчлены перенормировки поля дают собственно-энергетические диаграммы. Расходимости от таких диаграмм устраняются переопределением скалярного поля и его массы.

Аналогично перенормируется теория с двумя скалярными дублетами. Собственно-энергетические диаграммы дают вклад в кинетические члены бозонов Хигса, которые поглощаются при переопределении хигтсовских полей:

$$\Phi_i \rightarrow \tilde{\Phi}_i = \left(\delta_{ij} - \frac{1}{2} A'_{ij} \right) \Phi_j. \quad (54)$$

Такой сдвиг полей приводит к дополнительным поправкам (логарифмическим и нелогаифмическим) к параметрам эффективного потенциала, исключая

оставшиеся зависимости от параметров обрезания [68]. Подставляем $\Phi_i \cong \left(\delta_{ij} + \frac{1}{2} A'_{ij} \right) \tilde{\Phi}_j$ в потенциал (27) и находим поправки к параметрам λ_i . Причем ненулевые значения получаются только для $\lambda_{1, \dots, 4}$.

Рассмотрим, например, преобразование слагаемого $\lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2$ при преопределении полей:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_1) &= \\ &= \frac{1}{2} \lambda_1 \left[(\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) (\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) + \left(\left(\tilde{\Phi}_1^\dagger \frac{1}{2} A'_{11} + \tilde{\Phi}_2^\dagger \frac{1}{2} A'_{12} \right) \tilde{\Phi}_1 \right) (\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) + \dots \right] = \\ &= \frac{1}{2} \lambda_1 (\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) (\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) \left(1 + 4 \frac{1}{2} A'_{11} \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \lambda_1 \left[(\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) (\tilde{\Phi}_2^\dagger \tilde{\Phi}_1) 2 \frac{1}{2} A'_{21} + (\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_1) (\tilde{\Phi}_1^\dagger \tilde{\Phi}_2) 2 \frac{1}{2} A'_{12} \right]. \end{aligned}$$

Последнее слагаемое дает вклад в λ_6 . Учитывая (32), получаем следующие вклады от слагаемого потенциала вида $\lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2$:

$$\begin{aligned} \text{в } \Delta \lambda_1: \quad & \frac{g_1^2 + g_2^2}{8} 4 \frac{A'_{11}}{2} = \frac{1}{4} (g_1^2 + g_2^2) A'_{11}, \\ \text{в } \Delta \lambda_6: \quad & \frac{g_1^2 + g_2^2}{8} 2 \frac{A'_{12}}{2} = \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) A'_{12}. \end{aligned}$$

В итоге однопетлевые вклады перенормировки поля имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta \lambda_1^{\text{field}} &= \frac{1}{2} (g_1^2 + g_2^2) A'_{11}, \quad \Delta \lambda_2^{\text{field}} = \frac{1}{2} (g_1^2 + g_2^2) A'_{22}, \\ \Delta \lambda_3^{\text{field}} &= -\frac{1}{4} (g_1^2 - g_2^2) (A'_{11} + A'_{22}), \quad \Delta \lambda_4^{\text{field}} = -\frac{1}{2} g_2^2 (A'_{11} + A'_{22}), \\ \Delta \lambda_5^{\text{field}} &= 0, \quad \Delta \lambda_6^{\text{field}} = \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) (A'_{12} - A'_{21}^*) = 0, \\ \Delta \lambda_7^{\text{field}} &= \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) (A'_{21} - A'_{12}^*) = 0. \end{aligned} \quad (55)$$

Они отличаются от формул [73] для случая сохранения CP -инвариантности учетом логарифмического члена и наличием комплексных параметров μ , $A_{t,b}$. При суммировании всех поправок к $\lambda_{6,7}$ получаем нулевой вклад от перенормировки поля (см. последние из формул (55) и (56)). В нашем случае (CP -нарушение) матрицы $[A]$ имеют вид

$$\begin{aligned} A'_{ij} &= -\frac{3}{96\pi^2 M_{\text{SUSY}}^2} \left(h_t^2 \begin{bmatrix} |\mu|^2 & -\mu^* A_t^* \\ -\mu A_t & |A_t|^2 \end{bmatrix} + h_b^2 \begin{bmatrix} |A_b|^2 & -\mu^* A_b^* \\ -\mu A_b & |\mu|^2 \end{bmatrix} \right) \times \\ &\quad \times \left(1 - \frac{1}{2} l \right). \end{aligned} \quad (56)$$

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

2.5. Ведущие двухпетлевые КХД-поправки. Ведущие двухпетлевые КХД-поправки к параметрам эффективного потенциала в однопетлевом приближении имеют вид [65]

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_1[2 - \text{loop}] = & 2 \left(-\frac{3}{16\pi^2} h_b^4 \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{3}{2} h_b^2 + \frac{1}{2} h_t^2 - 8g_S^2 \right) (X_b l + l^2) + \right. \\ & \left. + \frac{3}{192\pi^2} h_t^4 \frac{1}{16\pi^2} \frac{|\mu|^4}{M_{\text{SUSY}}^4} (9h_t^2 - 5h_b^2 - 16g_S^2) l \right), \quad (57) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_2[2 - \text{loop}] = & 2 \left(-\frac{3}{16\pi^2} h_t^4 \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{3}{2} h_t^2 + \frac{1}{2} h_b^2 - 8g_S^2 \right) (X_t l + l^2) + \right. \\ & \left. + \frac{3}{192\pi^2} h_b^4 \frac{1}{16\pi^2} \frac{|\mu|^4}{M_{\text{SUSY}}^4} (9h_b^2 - 5h_t^2 - 16g_S^2) l \right), \quad (58) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_3[2 - \text{loop}] = & -\frac{3}{8\pi^2} h_t^2 h_b^2 \frac{1}{16\pi^2} (h_b^2 + h_t^2 - 8g_S^2) (X_{tb} l + l^2) - \\ & - \frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{1}{16\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) (6h_t^2 - 2h_b^2 - 16g_S^2) l - \\ & - \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{1}{16\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) (6h_b^2 - 2h_t^2 - 16g_S^2) l, \quad (59) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_4[2 - \text{loop}] = & \frac{3}{8\pi^2} h_t^2 h_b^2 \frac{1}{16\pi^2} (h_b^2 + h_t^2 - 8g_S^2) (X_{tb} l + l^2) - \\ & - \frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{1}{16\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) (6h_t^2 - 2h_b^2 - 16g_S^2) l - \\ & - \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{1}{16\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) (6h_b^2 - 2h_t^2 - 16g_S^2) l, \quad (60) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_5[2 - \text{loop}] = & 2 \left(-\frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{\mu^2 A_t^2}{M_{\text{SUSY}}^4} \frac{1}{16\pi^2} (2h_b^2 - 6h_t^2 + 16g_S^2) l - \right. \\ & \left. - \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{\mu^2 A_b^2}{M_{\text{SUSY}}^4} \frac{1}{16\pi^2} (2h_t^2 - 6h_b^2 + 16g_S^2) l \right), \quad (61) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_6[2 - \text{loop}] &= \frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^4} \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{7}{2} h_b^2 - \frac{15}{2} h_t^2 + 16g_S^2 \right) l - \\ &- \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{\mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(6 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{1}{2} h_t^2 - \frac{9}{2} h_b^2 + 16g_S^2 \right) l, \quad (62) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_7[2 - \text{loop}] &= \frac{3}{96\pi^2} h_b^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^4} \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{7}{2} h_t^2 - \frac{15}{2} h_b^2 + 16g_S^2 \right) l - \\ &- \frac{3}{96\pi^2} h_t^4 \frac{\mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(6 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{1}{2} h_b^2 - \frac{9}{2} h_t^2 + 16g_S^2 \right) l, \quad (63) \end{aligned}$$

где

$$X_{\{t; b\}} \equiv \frac{2A_{\{t; b\}}^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(1 - \frac{A_{\{t; b\}}^2}{12M_{\text{SUSY}}^2} \right). \quad (64)$$

2.6. Анализ результатов. Таким образом, эффективный потенциал МССМ [75] на масштабе энергий m_Z или m_{top} , много меньших M_{SUSY} , представляет собой общий двухдублетный потенциал (27), параметры которого λ_i выражаются при помощи параметров взаимодействия сектора *скалярные кварки–бозон Хиггса* и масс скалярных кварков, играющих роль регуляторов Паули–Вилларса. На масштабе M_{SUSY} установлены граничные условия (32), модифицированные с учетом взаимодействий (36) скалярных кварков третьего поколения с бозонами Хиггса, для уравнений ренормгруппы, определяющих эволюцию параметров λ_i , а также констант связи Юкавы $h_{t,b}$ и констант калибровочного взаимодействия $g_{1,2}$. Радиационные поправки к граничным условиям (32) для параметров λ_i на масштабе m_{top} вычислялись в рамках метода эффективного потенциала, описанного выше (см. п. 2.3). С учетом также однопетлевых вкладов перенормировки поля (п. 2.4), получаем параметры эффективного двухдублетного потенциала в однопетлевом приближении, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_1}{2} &= \frac{g_2^2 + g_1^2}{8} + \frac{3}{32\pi^2} \left[h_b^4 \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(2 - \frac{|A_b|^2}{6M_{\text{SUSY}}^2} \right) - h_t^4 \frac{|\mu|^4}{6M_{\text{SUSY}}^4} + \right. \\ &\quad \left. + 2h_b^4 l + \frac{g_2^2 + g_1^2}{4M_{\text{SUSY}}^2} (h_t^2 |\mu|^2 - h_b^2 |A_b|^2) \right] + \Delta\lambda_1^{\text{field}} + \\ &+ \frac{1}{768\pi^2} (11g_1^4 + 9g_2^4 - 36(g_1^2 + g_2^2) h_b^2) l - \Delta\lambda_1[2 - \text{loop}], \quad (65) \end{aligned}$$

$$\lambda_2 = \lambda_1(t \leftrightarrow b, \Delta\lambda_1^{\text{field}} \rightarrow \Delta\lambda_2^{\text{field}}), \quad (66)$$

$$\begin{aligned}
 \lambda_3 = & \frac{g_2^2 - g_1^2}{4} \left[1 - \frac{3}{16\pi^2} (h_t^2 + h_b^2) l \right] + \frac{3}{8\pi^2} h_t^2 h_b^2 \left[l + \frac{1}{2} X_{tb} \right] + \\
 & + \frac{3}{96\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left[h_t^4 \left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + h_b^4 \left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \right] + \\
 & + \frac{3(g_2^2 - g_1^2) [h_b^2(|\mu|^2 - |A_b|^2) + h_t^2(|\mu|^2 - |A_t|^2)]}{128\pi^2 M_{\text{SUSY}}^2} + \Delta\lambda_3^{\text{field}} + \\
 & + \frac{9g_2^4 - 11g_1^4}{384\pi^2} l - \Delta\lambda_3[2 - \text{loop}], \quad (67)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lambda_4 = & -\frac{g_2^2}{2} \left[1 - \frac{3}{16\pi^2} (h_t^2 + h_b^2) l \right] - \frac{3}{8\pi^2} h_t^2 h_b^2 \left[l + \frac{1}{2} X_{tb} \right] + \\
 & + \frac{3}{96\pi^2} \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left[h_t^4 \left(3 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + h_b^4 \left(3 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) \right] - \\
 & - \frac{3g_2^2 [h_b^2(|\mu|^2 - |A_b|^2) + h_t^2(|\mu|^2 - |A_t|^2)]}{64\pi^2 M_{\text{SUSY}}^2} + \Delta\lambda_4^{\text{field}} - \frac{3g_2^4}{64\pi^2} l - \\
 & - \Delta\lambda_4[2 - \text{loop}], \quad (68)
 \end{aligned}$$

где

$$X_{tb} \equiv \frac{|A_t|^2 + |A_b|^2 + 2\text{Re}(A_b^* A_t)}{2M_{\text{SUSY}}^2} - \frac{|\mu|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} - \frac{||\mu|^2 - A_b^* A_t|^2}{6M_{\text{SUSY}}^4}. \quad (69)$$

Эффективные комплексные параметры:

$$\lambda_5 = -\Delta\lambda_5 = -\frac{3}{96\pi^2} \left(h_t^4 \left(\frac{\mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^2} \right)^2 + h_b^4 \left(\frac{\mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^2} \right)^2 \right) - \Delta\lambda_5[2 - \text{loop}], \quad (70)$$

$$\begin{aligned}
 \lambda_6 = -\Delta\lambda_6 = & \frac{3}{96\pi^2} \left[h_t^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^4} - h_b^4 \frac{\mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(6 - \frac{|A_b|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + \right. \\
 & \left. + (h_b^2 A_b - h_t^2 A_t) \frac{3\mu}{M_{\text{SUSY}}^2} \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} \right] - \Delta\lambda_6[2 - \text{loop}], \quad (71)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lambda_7 = -\Delta\lambda_7 = & \frac{3}{96\pi^2} \left[h_b^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_b}{M_{\text{SUSY}}^4} - h_t^4 \frac{\mu A_t}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(6 - \frac{|A_t|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \right) + \right. \\
 & \left. + (h_t^2 A_t - h_b^2 A_b) \frac{3\mu}{M_{\text{SUSY}}^2} \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} \right] - \Delta\lambda_7[2 - \text{loop}]. \quad (72)
 \end{aligned}$$

Однопетлевая перенормировка волновой функции не дает CP -нарушающего вклада в λ_i .

Сделаем несколько замечаний в связи с результатами других авторов. Особенностью настоящего анализа по сравнению со стандартной схемой суммирования главных логарифмов при помощи РГУ является учет в граничных условиях эффектов взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением скалярных кварков. Другими словами, рассматривается двухдублетная модель хиггсовского сектора, представляющая собой эффективную теорию для минимальной суперсимметрии на масштабе энергий m_t . «Бегущие» однопетлевые эффективные параметры (65)–(72) удовлетворяют граничным условиям, заданным (32) и конечными степенными членами, определяемыми взаимодействием бозонов Хиггса со скалярными кварками (36), мягко нарушающим суперсимметрию. Логарифмический член l описывает эволюцию параметров при уменьшении масштаба от M_{SUSY} до $\sigma = m_{\text{top}}$. Конечные степенные поправки к параметрам $\lambda_{6,7}$ появляются из F -членов (члены трилинейного взаимодействия в (38)) и D -членов (содержатся в (39)). Поправки в λ_5 возникают только за счет F -членов. Параметры λ_i эффективного двухдублетного потенциала МССМ рассматривались ранее в [65] для случая нарушенной CP -инвариантности и в [73, 83] для случая сохранения CP . 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 работах [65, 83] вклады D -членов учтены частично. Полным вкладом отвечают дополнительные слагаемые с калибровочными константами g_2^2, g_1^2 в полученных нами выражениях для эффективных параметров (65)–(68). Не учитываются в [65, 83] также однопетлевые вклады $\Delta\lambda_{1,\dots,4}^{\text{field}}$ перенормировки поля. Выражения для (65)–(68) не содержат фаз вплоть до двухпетлевого приближения и совпадают с результатами [65, 83] с точностью до вкладов D -членов и членов $\Delta\lambda_{1,\dots,4}^{\text{field}}$. При действительных μ, A выражения (65)–(68) точно соответствуют результатам [73], где вклады D -членов были учтены. Заметим, что нельзя обобщить результаты для $\lambda_{5,6,7}$ на случай CP -несохранения прямой заменой действительных μ, A на комплексные, это приведет к ошибочному результату (например, не очевидно, что писать вместо μ^3 при переходе от действительного μ к комплексному).

Если пренебречь вкладом D -членов, перенормировкой поля $\Delta\lambda_{1,\dots,4}^{\text{field}}$, а также членами порядка h_b^2 для связи Юкавы b -кварка, то получим параметры в однопетлевом приближении, содержащие только поправки порядка $\mathcal{O}(h_t^4)$, приведенные для случая действительных μ, A в работе [84]. Например,

$$\lambda_2 \approx \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} + \frac{3}{16\pi^2} \left[h_t^4 \frac{|A|^2}{M_{\text{SUSY}}^2} \left(2 - \frac{|A|^2}{6M_{\text{SUSY}}^2} \right) + 2h_t^4 l \right]. \quad (73)$$

Интересно отметить, что только $РГ$ -бета-функция для λ_2 содержит постоянный (не зависящий от λ_i) отрицательный вклад $-12h_t^4$, что совпадает с результатом [73].

Таблица 1. Сравнение различных поправок $\Delta\lambda_i$ на масштабе m_{top}

Поправки	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
1-петл. [65]	0,907	-0,191	0,064	0,043	0,227	-0,453	0,057
1-петл. (D + поле)	-0,047	0,009	-0,010	0,028	0	0,011	-0,011
1-петл. (поле)	-0,0007	-0,0002	-0,0002	0,0007	0	0	0
$\Delta\lambda_i$ ($\sum_{1\text{-петл.}}$)	0,860	-0,182	0,054	0,072	0,227	-0,442	0,046
$\Delta\lambda_i$ + 2-петл.	0,715	-0,143	0,042	0,061	0,135	-0,360	0,033
1-петл. + 2-петл. [65]	0,761	-0,152	0,052	0,032	0,135	-0,371	0,044
2-петл. [65]	-0,146	0,039	-0,012	-0,011	-0,092	0,082	-0,013
$\frac{\Delta\lambda(D + \text{поле})}{\Delta\lambda(2\text{-петл.})}$	0,32	0,23	0,83	-2,55	0	0,13	0,85
100% $\frac{\Delta\lambda(D+\text{поле})-\Delta\lambda(2\text{-петл.})}{\Delta\lambda(D+\text{поле})}$	-211	-311	-20	139	—	-647	-15
100% $\frac{ \Delta\lambda(D+\text{поле}) -\Delta\lambda(2\text{-петл.})}{ \Delta\lambda(D+\text{поле}) }$	-211	-311	-20	61	—	-647	-15

Примечание. Значения фиксируемых параметров, совпадающих с [59] (с целью дальнейшего сравнения масс): $m_Z = 91,19$ ГэВ, $m_b = 3$ ГэВ, $m_t = 175$ ГэВ, $m_W = 79,96$ ГэВ, $g_2 = 0,6517$, $g_1 = 0,3573$, $v = 245,4$ ГэВ, $G_F = 1,174 \cdot 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$, $\alpha_S(m_t) = 0,1072$, $\text{tg } \beta = 5$, $M_{SUSY} = 500$ ГэВ, $\sigma = m_t$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A = 1000$ ГэВ, $|\mu| = 2000$ ГэВ, $\varphi = 0$. 1-петл. (D + поле) — однопетлевые поправки только от D -членов и перенормировки поля.

Подробное численное сравнение содержится в табл. 1, где в нашем случае (см. третью сверху строку таблицы)

$$\Delta\lambda_i = \{1\text{-петлевой вклад}\} + \{1\text{-петл. вклад } (D\text{-члены} + \text{перенормировка поля})\}.$$

Заключаем, что однопетлевые поправки от D -членов необходимо учитывать, так как они могут быть одного порядка и даже больше ведущих двухпетлевых поправок (см. также гистограммы на рис. 3).

Таким образом, эволюция параметров самодействия бозонов Хиггса зависит от возможных взаимодействий со скалярными кварками в модели с

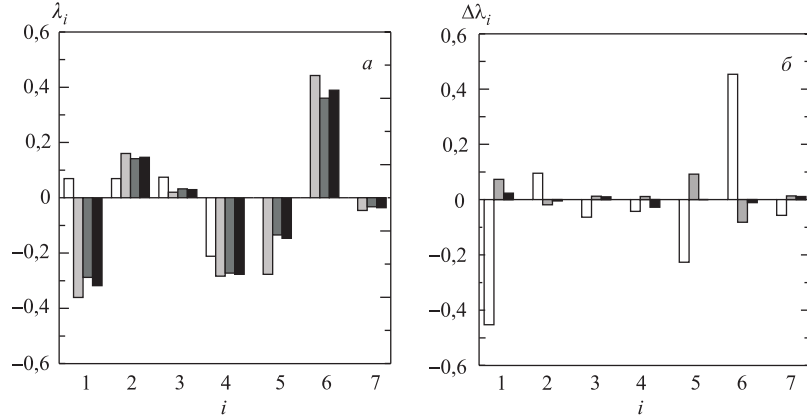


Рис. 3. *а*) Эффективные параметры λ_i (здесь $\lambda_{1,2}/2$, i -й столбец соответствует λ_i) в древесном (белые гистограммы), однопетлевом (светло-серые гистограммы) и двухпетлевом (темно-серые ($m_{\text{top}} = 175$ ГэВ) и черные ($m_{\text{top}} = 178$ ГэВ) гистограммы) приближениях; *б*) поправки к параметрам λ_i (здесь $\Delta\lambda_{1,2}/2$) при $m_{\text{top}} = 175$ ГэВ: белые гистограммы — однопетлевой вклад (без учета вкладов D -членов и перенормировки поля); серые гистограммы — двухпетлевой вклад; черные гистограммы — вклад D -членов и перенормировки поля

Таблица 2. Поправки, включаемые в FeynHiggs, CPsuperH [5] и CompHEP

Поправки	Программы и порядок приближения		
	FeynHiggs	CPsuperH	CompHEP
	[58, 85]	[85, 59, 65]	[22]
1-петл., $p^2 = 0$ [73, 75]	Полн.	(Лидир.) log приближ.	Полн.
1-петл., $p^2 \neq 0$ [58]	Полн.	Приблиз.	Приблиз.
$\mathcal{O}(\alpha_t \alpha_S)$ CPC [58]	Полн.	(Лидир.) log приближ.	Полн.
$\mathcal{O}(\alpha_t \alpha_S)$ CPV [65]	Полн.	Полн.	Полн.
$\mathcal{O}(\alpha_t^2)$ CPC [22, 58, 73, 83]	Полн.	(Лидир.) log приближ.	Полн.
$\mathcal{O}(\alpha_t^2)$ CPV [22, 65]	Приблиз.	Полн.	Приблиз.
$\mathcal{O}(\alpha_t \alpha_S) (\alpha_S \text{tg } \beta)^n$ CPV [58, 65]	Полн.	Полн.	Полн.

Примечание. $p^2 = 0$ относится к импульсно-независимым поправкам, $p^2 \neq 0$ — к эффектам при исчезающем внешнем импульсе. На двухпетлевом уровне все поправки получены при $p^2 = 0$. CPC обозначает случаи исчезающих комплексных фаз, CPV соответствует эффекту ненулевых фаз. Если специально не оговорено, то рассматривается комплексный случай.

мягким нарушением суперсимметрии. Комплексные параметры мягкого нарушения суперсимметрии индуцируют комплексные параметры $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ эффективного хиггсовского потенциала ДДМ, радиационно нарушая его CP -инвариантность, приводя к смешиванию CP -состояний бозонов Хиггса и изменениям констант связи с фермионами и калибровочными бозонами.

В результате вычисления параметров λ_{1-7} [22] получена эффективная теория, соответствующая МССМ на масштабе m_{top} , когда взаимодействия суперпартнеров «отщепляются» [73] (в том смысле, что при низких энергиях тяжелые суперчастицы не могут возникать на массовой поверхности и давать тем самым большие наблюдаемые вклады). Параметры двухдублетного хиггсовского эффективного потенциала вычисляются весьма точно, с использованием потенциала взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками МССМ, включающего вклады от F -членов, лидирующие и нелидирующие от D -членов, вклады от перенормировки поля, а также лидирующие двухпетлевые юкавские КХД-поправки. Вклады в λ_{1-7} от различных источников (см. табл. 2, где обозначения соответствуют [85]) представлены на гистограммах рис. 3.

3. МАССЫ БОЗОНОВ ХИГГСА

Хорошо известно, что компоненты комплексных полей в $SU(2)$ -дублетах Φ_1 и Φ_2 не являются физическими полями (массовыми состояниями). В данном разделе проводится диагонализация массового члена эффективного хиггсовского потенциала МССМ в локальном минимуме. Эта задача для случая комплексных параметров $\mu_{12}^2, \lambda_{5,6,7}$ и нулевой фазы вакуумного среднего рассматривалась в [72], а для случая ненулевых фаз относительного разворота величин вакуумного ожидания ζ и относительного поворота дублетов комплексных скалярных полей ξ (см. в разд. 4) — в [22].

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 (так называемый «псевдоскаляр») и голдстоуновское поле G^0 с помощью линейного преобразования компонент $SU(2)$ -дублетов Φ_1 и Φ_2 (которое стандартным образом [19] параметризуется углами поворота α в секторе h, H и $\text{tg } \beta = v_2/v_1$). 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 полевом базисе h, H, A [60, 72], в результате чего появляются физические бозоны Хиггса h_1, h_2, h_3 , не обладающие определенной CP -четностью. В принципе можно диагонализировать прямым переходом от нефизических компонент дублетов к физическим состояниям

бозонов Хиггса, не вводя промежуточный базис h, H, A [59, 81, 87]. Используемые нами промежуточные состояния удобны тем, что можно явно проследить предельный переход от модели с нарушением CP -инвариантности к модели МССМ с CP -сохранением.

Как известно, в двухдублетной модели с CP -нарушением возникает 8 степеней свободы, три из них (голдстоуновские моды G^0 и G^\pm) «съедаются» W^\pm - и Z^0 -бозонами. Остается пара заряженных бозонов Хиггса H^\pm и три нейтральных h_1, h_2, h_3 , не обладающих определенной CP -четностью. Они являются смесью нейтральных бозонов h, H и A .

3.1. Локальный минимум эффективного потенциала. Для определения массового базиса хиггсовских полей (физического спектра полей Хиггса) необходимо, прежде всего, найти условия существования локального минимума.

Рассмотрим случай $\theta = 0$ (см. (24)). Тогда CP -инвариантность эффективного потенциала (27) явно нарушена в случае комплексных параметров $\mu_{12}^2, \lambda_{5,6,7}$. Условия локального минимума потенциала при $\theta = 0$ могут быть представлены* следующим образом [72] ($\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re } \lambda_5$):

$$\mu_1^2 = \frac{\lambda_1}{2} v_1^2 + \lambda_{345} \frac{v_2^2}{2} - \text{Re } \mu_{12}^2 \text{tg } \beta + \frac{v^2 s_\beta^2}{2} (3 \text{Re } \lambda_6 \text{ctg } \beta + \text{Re } \lambda_7 \text{tg } \beta), \quad (74)$$

$$\mu_2^2 = \frac{\lambda_2}{2} v_2^2 + \lambda_{345} \frac{v_1^2}{2} - \text{Re } \mu_{12}^2 \text{ctg } \beta + \frac{v^2 c_\beta^2}{2} (\text{Re } \lambda_6 \text{ctg } \beta + 3 \text{Re } \lambda_7 \text{tg } \beta), \quad (75)$$

$$\text{Im } \mu_{12}^2 = \frac{v^2}{2} (s_\beta c_\beta \text{Im } \lambda_5 + c_\beta^2 \text{Im } \lambda_6 + s_\beta^2 \text{Im } \lambda_7). \quad (76)$$

Дополнительное (физическое**) условие выбора массового параметра m_A (условие диагонализации):

$$\text{Re } \mu_{12}^2 = s_\beta c_\beta \left[m_A^2 - \frac{v^2}{2} (2 \text{Re } \Delta \lambda_5 + \text{Re } \Delta \lambda_6 \text{ctg } \beta + \text{Re } \Delta \lambda_7 \text{tg } \beta) \right]. \quad (77)$$

3.2. Диагонализация, CP -состояния и массовый базис. В случае CP -сохранения сектор Хиггса двухдублетной модели содержит два заряженных бозона H^\pm , псевдоскалярный A и два скалярных h и H с $M_H > M_h$.

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

$$h = -\eta_1 \sin \alpha(\varphi) + \eta_2 \cos \alpha(\varphi), \quad H = \eta_1 \cos \alpha(\varphi) + \eta_2 \sin \alpha(\varphi), \quad \alpha \in \left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right), \quad (78)$$

*Здесь и в дальнейшем используются обозначения: $s_\beta \equiv \sin \beta, c_\beta \equiv \cos \beta, s_\alpha \equiv \sin \alpha$ и $c_\alpha \equiv \cos \alpha$ и т. п.

**Коэффициент при A^2 в потенциале должен быть равен (физически) $m_A^2/2$.

$$A = -\chi_1 \sin \beta + \chi_2 \cos \beta, \quad H^\pm = -\omega_1^\pm s_\beta + \omega_2^\pm c_\beta, \quad (79)$$

$$G^0 = \chi_1 \cos \beta + \chi_2 \sin \beta, \quad G^\pm = \omega_1^\pm c_\beta + \omega_2^\pm s_\beta, \quad (80)$$

где через ω_i^- обозначено $(\omega_i^+)^*$; α — угол смешивания:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\alpha = \\ = \frac{s_{2\beta}(m_A^2 + m_Z^2) + v^2((\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4)s_{2\beta} + 2c_\beta^2 \operatorname{Re} \Delta\lambda_6 + 2s_\beta^2 \operatorname{Re} \Delta\lambda_7)}{c_{2\beta}(m_A^2 - m_Z^2) + v^2(\Delta\lambda_1 c_\beta^2 - \Delta\lambda_2 s_\beta^2 - \operatorname{Re} \Delta\lambda_5 c_{2\beta} + (\operatorname{Re} \Delta\lambda_6 - \operatorname{Re} \Delta\lambda_7)s_{2\beta})}, \end{aligned} \quad (81)$$

и использованы соотношения $g_1^2 + g_2^2 = g_2^2 m_Z^2 / m_W^2$, $g_2^2 - g_1^2 = g_2^2 (2 - m_Z^2 / m_W^2)$. Таким образом, система (22), (23) выглядит так:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \begin{pmatrix} -i * (-H^+ s_\beta + G^+ c_\beta) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} [v_1 + H c_\alpha - h s_\alpha + i * (A^0 c_\beta + G' s_\beta)] \end{pmatrix}, \\ \Phi_2 &= \begin{pmatrix} -i * (H^+ c_\beta + G^+ s_\beta) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} [v_2 + H s_\alpha + h c_\alpha + i * (-A^0 s_\beta + G' c_\beta)] \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Сделаем подстановку [72] для параметров λ_i :

$$\lambda_1 = \frac{1}{v^2} \left[\left(\frac{s_\alpha}{c_\beta} \right)^2 m_h^2 + \left(\frac{c_\alpha}{c_\beta} \right)^2 m_H^2 - \frac{s_\beta}{c_\beta^3} \operatorname{Re} \mu_{12}^2 \right] + \frac{1}{2} (\operatorname{Re} \lambda_7 \operatorname{tg}^3 \beta - 3 \operatorname{Re} \lambda_6 \operatorname{tg} \beta), \quad (82)$$

$$\begin{aligned} \lambda_2 = \frac{1}{v^2} \left[\left(\frac{c_\alpha}{s_\beta} \right)^2 m_h^2 + \left(\frac{s_\alpha}{s_\beta} \right)^2 m_H^2 - \frac{c_\beta}{s_\beta^3} \operatorname{Re} \mu_{12}^2 \right] + \\ + \frac{1}{2} (\operatorname{Re} \lambda_6 \operatorname{ctg}^3 \beta - 3 \operatorname{Re} \lambda_7 \operatorname{ctg} \beta), \end{aligned} \quad (83)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{v^2} \left[2m_{H^\pm}^2 - \frac{\operatorname{Re} \mu_{12}^2}{s_\beta c_\beta} + \frac{s_{2\alpha}}{s_{2\beta}} (m_H^2 - m_h^2) \right] - \frac{\operatorname{Re} \lambda_6}{2} \operatorname{ctg} \beta - \frac{\operatorname{Re} \lambda_7}{2} \operatorname{tg} \beta, \quad (84)$$

$$\lambda_4 = \frac{1}{v^2} \left(\frac{\operatorname{Re} \mu_{12}^2}{s_\beta c_\beta} + m_A^2 - 2m_{H^\pm} \right) - \frac{\operatorname{Re} \lambda_6}{2} \operatorname{ctg} \beta - \frac{\operatorname{Re} \lambda_7}{2} \operatorname{tg} \beta, \quad (85)$$

$$\operatorname{Re} \lambda_5 = \frac{1}{v^2} \left(\frac{\operatorname{Re} \mu_{12}^2}{s_\beta c_\beta} - m_A^2 \right) - \frac{\operatorname{Re} \lambda_6}{2} \operatorname{ctg} \beta - \frac{\operatorname{Re} \lambda_7}{2} \operatorname{tg} \beta. \quad (86)$$

Обращение в нуль членов потенциала, линейных по полям, обеспечивается условиями минимизации (74)–(76). Массовый член эффективного потенциала в результате подстановки (78)–(80), (74), (75), (82)–(86) примет вид

$$U_{\text{mass}} = c_1 hA + c_2 HA + \frac{m_h^2}{2} h^2 + \frac{m_H^2}{2} H^2 + \frac{m_A^2}{2} A^2 + m_{H^\pm}^2 H^+ H^-. \quad (87)$$

Массы нейтральных CP -четных h -, H - и заряженного бозонов Хигса (в CP -сохраняющем пределе $\varphi = 0$, см. рис. 4) равны

$$m_h^2 = s_{\alpha+\beta}^2 m_Z^2 + c_{\alpha-\beta}^2 m_A^2 - v^2 (-2c_{\alpha+\beta} (\text{Re } \Delta\lambda_6 s_\alpha c_\beta - \text{Re } \Delta\lambda_7 c_\alpha s_\beta) + \Delta\lambda_1 s_\alpha^2 c_\beta^2 + \Delta\lambda_2 c_\alpha^2 s_\beta^2 - 2(\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4) c_\alpha c_\beta s_\alpha s_\beta + \text{Re } \Delta\lambda_5 (s_\alpha^2 s_\beta^2 + c_\alpha^2 c_\beta^2)), \quad (88)$$

$$m_H^2 = c_{\alpha+\beta}^2 m_Z^2 + s_{\alpha-\beta}^2 m_A^2 - v^2 (2s_{\alpha+\beta} (\text{Re } \Delta\lambda_6 c_\alpha c_\beta + \text{Re } \Delta\lambda_7 s_\alpha s_\beta) + \Delta\lambda_1 c_\alpha^2 c_\beta^2 + \Delta\lambda_2 s_\alpha^2 s_\beta^2 + 2(\Delta\lambda_3 + \Delta\lambda_4) c_\alpha c_\beta s_\alpha s_\beta + \text{Re } \Delta\lambda_5 (c_\alpha^2 s_\beta^2 + s_\alpha^2 c_\beta^2)), \quad (89)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 - \frac{v^2}{2} (\text{Re } \Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4). \quad (90)$$

Здесь $\Delta\lambda_i$ — радиационные поправки к параметрам на масштабе m_{top} [22], задающие эффективную низкоэнергетическую модель взаимодействий скалярных полей в рамках МССМ. В качестве независимого массового параметра в модели с CP -нарушением удобнее в дальнейшем выбрать m_{H^\pm} , определяя m_A из (90).

В случае ненулевой фазы φ появляются также мнимые части параметров $\Delta\lambda_{5,6,7}$, вследствие чего в массовом члене (87) эффективного потенциала, CP -инвариантность которого нарушена явно, возникают зависящие от них смешанные слагаемые hA и HA , и массовая матрица бозонов Хигса становится недиагональной.

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

$$c_1 = \frac{v^2}{2} (s_\alpha s_\beta - c_\alpha c_\beta) \text{Im } \lambda_5 + v^2 (s_\alpha c_\beta \text{Im } \lambda_6 - c_\alpha s_\beta \text{Im } \lambda_7), \quad (91)$$

$$c_2 = -\frac{v^2}{2} (s_\alpha c_\beta + c_\alpha s_\beta) \text{Im } \lambda_5 - v^2 (c_\alpha c_\beta \text{Im } \lambda_6 + s_\alpha s_\beta \text{Im } \lambda_7). \quad (92)$$

Они содержат только мнимые части параметров $\text{Im } \lambda_{5,6,7}$. Мнимая часть параметра μ_{12}^2 фиксируется условием минимизации (76).

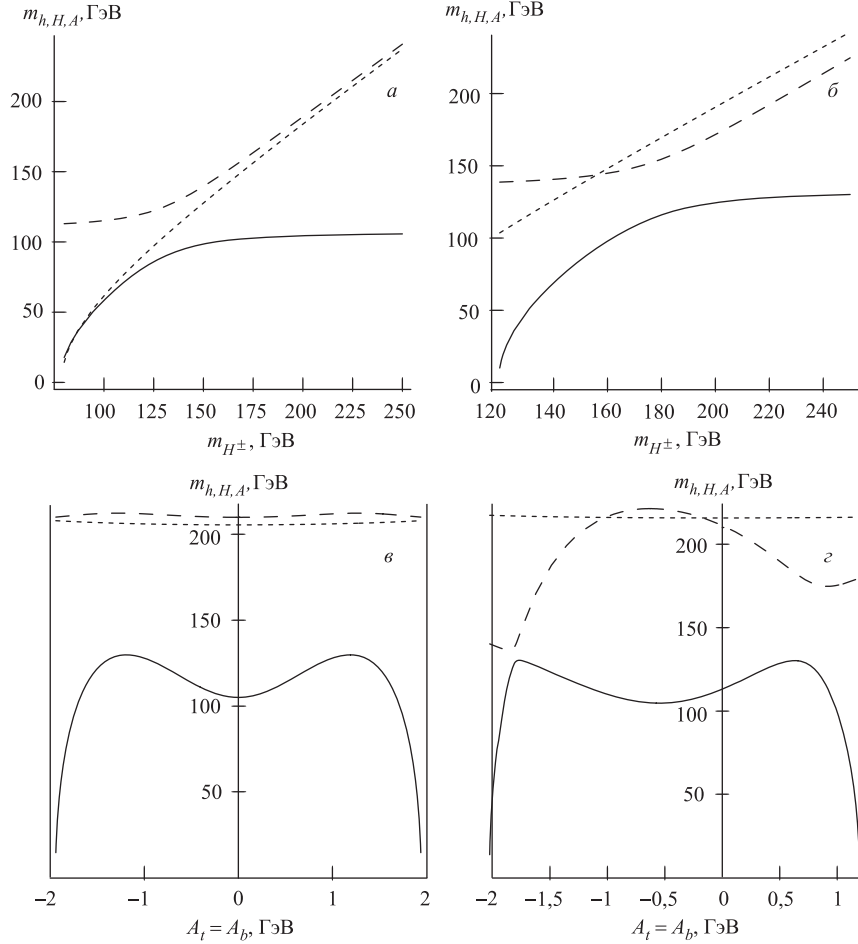


Рис. 4. Массы нейтральных бозонов Хиггса h, H, A в зависимости от m_{H^\pm} и трилинейных параметров A_t, A_b в пределе CP -сохранения; $\tan\beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $A_t = A_b \equiv A$. Сплошная кривая обозначает массу m_h , точечная — m_A ; штриховая — m_H . а) $A = \mu = 0$; б) $A = 0,9$ ТэВ, $\mu = -1,5$ ТэВ; в) $m_{H^\pm} = 220$ ГэВ, $\mu = 0$; г) $m_{H^\pm} = 220$ ГэВ, $\mu = -2$ ТэВ

Для устранения недиагональных членов hA и HA выполним ортогональное преобразование в секторе h, H, A :

$$(h, H, A) M^2 \begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} = (h_1, h_2, h_3) a_{ik}^T M_{kl}^2 a_{lj} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix}, \quad (93)$$

где массовая матрица имеет вид

$$M^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 & c_1 \\ 0 & m_H^2 & c_2 \\ c_1 & c_2 & m_A^2 \end{pmatrix}, \quad (94)$$

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} .

Квадраты масс физических бозонов Хиггса являются корнями кубического уравнения

$$(m_{h_i}^2)^3 + a_2(m_{h_i}^2)^2 + a_1(m_{h_i}^2) + a_0 = 0 \quad (95)$$

и определяются формулами Кардано ($m_{h_1}^2 \leq m_{h_2}^2 \leq m_{h_3}^2$):

$$m_{h_1}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (96)$$

$$m_{h_2}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta - 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (97)$$

$$m_{h_3}^2 = 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (98)$$

где

$$\Theta = \arccos \frac{r}{\sqrt{-q^3}}, \quad r = \frac{1}{54}(9a_1a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), \quad q = \frac{1}{9}(3a_1 - a_2^2),$$

$$a_1 = m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - c_1^2 - c_2^2, \quad a_2 = -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2, \\ a_0 = c_1^2 m_H^2 + c_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2.$$

Определим матрицу преобразования a так, что собственные значения диагонализированной массовой матрицы $m_{h_1}, m_{h_2}, m_{h_3}$ располагаются по диагонали сверху вниз, и в предельных случаях при $c_1 = c_2 = 0$ имеет место соответствие («упорядочение по массам»)

$$m_{h_1} = \min\{m_h, m_H, m_A\}, \quad m_{h_3} = \max\{m_h, m_H, m_A\}. \quad (99)$$

Компоненты собственных векторов $\begin{pmatrix} h \\ H \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix},$

$$a_{ij} = a'_{ij}/n_j:$$

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

$n_i = k_i \sqrt{(a'_{1i}{}^2 + a'_{2i}{}^2 + a'_{3i}{}^2)}$. 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 соответственно требованию наличия ортонормированного базиса собственных векторов-полей и равного $+1$ определителя. Факторы k_j определяются следующим образом:

$$k_1 : \begin{cases} 1) \text{ если } m_H(\varphi = 0) > m_A(\varphi = 0) \text{ и} \\ \left\{ \begin{array}{l} 1.1) \text{ если } m_{h_3}(\varphi = 0) \geq m_{H^\pm} \text{ и} \\ \left\{ \begin{array}{l} 1.1.1) \text{ если } \text{sign}(c_1) \text{sign}(\pi - \varphi) = 1, \\ \text{тогда } k_1 = \text{sign}(m_{h_3} - m_{H^\pm}); \\ 1.1.2) \text{ если } \text{sign}(c_1) \text{sign}(\pi - \varphi) = -1, \text{ тогда } k_1 = -1; \end{array} \right. \\ 1.2) \text{ если } m_{h_3}(\varphi = 0) < m_{H^\pm}, \text{ тогда } k_1 = 1; \end{array} \right. \\ 2) \text{ если } m_H(\varphi = 0) \leq m_A(\varphi = 0), \text{ тогда } k_1 = 1, \end{cases}$$

$$k_2 : \begin{cases} 1) \text{ если } m_H(\varphi = 0) > m_A(\varphi = 0) \text{ и} \\ \left\{ \begin{array}{l} 1.1) \text{ если } m_{h_3}(\varphi = 0) \geq m_{H^\pm}, \text{ тогда } k_2 = \text{sign}(c_1 c_2); \\ 1.2) \text{ если } m_{h_3}(\varphi = 0) < m_{H^\pm}, \\ \text{тогда } k_2 = \text{sign}(c_1 c_2) \text{sign}(c_1) \text{sign}(\pi - \varphi); \end{array} \right. \\ 2) \text{ если } m_H(\varphi = 0) \leq m_A(\varphi = 0), \text{ тогда } k_2 = \text{sign}(c_2) \text{sign}(\pi - \varphi); \end{cases}$$

$$k_3 = \text{sign}(c_2) \text{sign}(\pi - \varphi),$$

где

$$\begin{aligned} \text{sign}(c_1, c_2, c_1 c_2 = 0) &\equiv 1, & \text{sign}(\pi - \varphi = 0) &\equiv -1, \\ \text{sign}(m_{h_3} - m_{H^\pm} = 0) &\equiv -1. \end{aligned}$$

Отметим, что при увеличении $\Delta\lambda_i$ знаменатель (81) может менять знак, вследствие чего для упорядочения по массам нужно определять угол $\alpha(\varphi)$ согласованно с граничным условием на масштабе M_{SUSY} : $m_A^2 + m_Z^2 = -(m_H^2 - m_h^2) \sin 2\alpha / \sin 2\beta$.

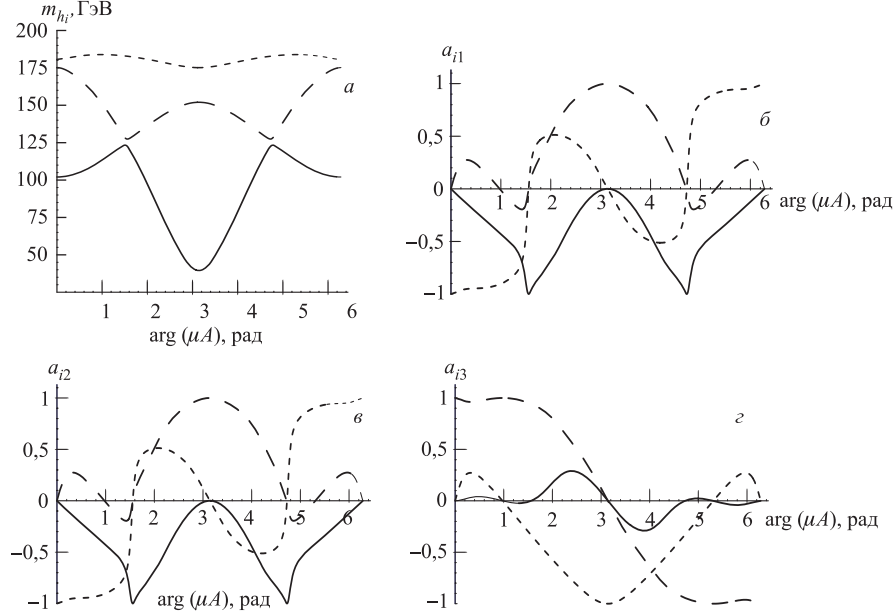


Рис. 5. *a*) Массы нейтральных бозонов Хиггса; *б–г*) матричные элементы a_{ij} в зависимости от фазы φ (в рад) при значениях параметров $\operatorname{tg} \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 180$ ГэВ, $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $A = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ. Сплошная линия соответствует $i = 1$, штриховая — $i = 2$ и пунктирная — $i = 3$

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. 5) в окрестности CP -сохраняющего предела $\varphi = 0$ другие, а именно: если мы приближаемся к значению $\varphi = 0$ справа, то имеем триплет состояний $(h, -A, H)$ (см. на рис. 5, *в*, *г*: $a_{11} \rightarrow 1$, $a_{22}, a_{33} \rightarrow 0$, $a_{23} \rightarrow 1$, $a_{32} \rightarrow -1$). 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 $m_{h_1} \leq m_{h_2} \leq m_{h_3}$ сверху вниз по диагонали. Подобная «транспозиция состояний» возможна и при других, не обязательно нулевых φ , когда имеется пересечение кривых $m_H(\varphi)$ и $m_A(\varphi)$. При $m_{H^\pm} \sim 230$ ГэВ (при $\varphi = 0$) $m_H = m_A$ и $m_{h_2} = m_{h_3}$, т. е. при этом значении массы заряженного скаляра состояний 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 $m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3}$ (см. детали в [61, 22, 86]).

3.3. Диагонализация без перехода к CP -состояниям. Диагонализацию массового члена потенциала можно проводить, сразу переходя от нефизических компонент дублетов к физическим состояниям бозонов Хиггса, не вводя промежуточный базис h, H и дополнительный угол α [81, 59, 87]. Результаты двух подходов к диагонализации совпадают.

Определим две \tilde{A}, \tilde{G}^0 линейные комбинации независимых полей χ_1, χ_2 в системе нефизических полей таким образом, чтобы мода \tilde{G}^0 (голдстоуновская) обладала следующим свойством. В симметричной 4×4 -матрице квадратов масс соответствующие ей строчка и столбец имели бы нулевые элементы, т. е. матрица 4×4 вырождалась бы в симметричную матрицу 3×3 :

$$\tilde{A} = -\chi_1 \sin \beta + \chi_2 \cos \beta, \quad \tilde{G}^0 = \chi_1 \cos \beta + \chi_2 \sin \beta. \quad (100)$$

В итоге получим симметричную матрицу 3×3 в базисе η_1, η_2, A :

$$M^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{12} & m_{22} & m_{23} \\ m_{13} & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix}, \quad (101)$$

где

$$\begin{aligned} m_{11} &= m_A^2 \sin^2 \beta + v^2 \operatorname{Re} \lambda_5 \sin^2 \beta + v^2 \operatorname{Re} \lambda_6 \sin 2\beta + v^2 \cos^2 \beta \lambda_1, \\ m_{22} &= m_A^2 \cos^2 \beta + v^2 \cos^2 \beta \operatorname{Re} \lambda_5 + v^2 \operatorname{Re} \lambda_7 \sin 2\beta + v^2 \sin^2 \beta \lambda_2, \\ m_{33} &= m_A^2, \\ m_{12} &= v^2 \cos^2 \beta \operatorname{Re} \lambda_6 + \sin \beta (v^2 \operatorname{Re} \lambda_7 \sin \beta + \cos \beta (-m_A^2 + v^2 \lambda_3 + v^2 \lambda_4)), \\ m_{13} &= -\frac{v^2}{2} (2 \cos \beta \operatorname{Im} \lambda_6 + \operatorname{Im} \lambda_5 \sin \beta), \\ m_{23} &= -\frac{v^2}{2} (\cos \beta \operatorname{Im} \lambda_5 + 2 \operatorname{Im} \lambda_7 \sin \beta). \end{aligned}$$

Для устранения недиагональных членов проводится ортогональное преобразование в секторе η_1, η_2, A :

$$(\eta_1, \eta_2, A) M^2 \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ A \end{pmatrix} = (h_1, h_2, h_3) a_{ik}^T M_{kl}^2 a_{lj} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix}, \quad (102)$$

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 — строки в матрице смешивания a_{ij} . Отличие от формул предыдущего пункта в

$$\begin{aligned} a_1 &= m_{11}m_{22} + m_{11}m_{33} + m_{22}m_{33} - m_{12}^2 - m_{13}^2 - m_{23}^2, \\ a_2 &= -m_{11} - m_{22} - m_{33}, \\ a_0 &= m_{13}^2m_{22} + m_{23}^2m_{11} + m_{12}^2m_{33} - m_{11}m_{22}m_{33} - 2m_{12}m_{13}m_{23}. \end{aligned} \quad (103)$$

Массы физических бозонов Хиггса, полученные двумя способами (с переходом к базису h, H, A и без него), совпадают. Промежуточные состояния удобны тем, что можно проиллюстрировать предельный переход от модели с нарушением CP -инвариантности к модели МССМ с CP -сохранением и сделать сравнение.

3.4. Феноменологические сценарии. В огромном количестве работ рассматривались возможности экспериментального наблюдения сигнала от бозона Хиггса на коллайдерах LEP2, Tevatron и LHC (см., например, недавний анализ [88–91] и описание МССМ-сценариев [92]). Как в рамках СМ, так и в ее расширениях рождение бозона Хиггса в СМ или же легкого бозона Хиггса в МССМ, которое могло бы наблюдаться экспериментально, происходит на этих коллайдерах за счет разных процессов. На LEP2 (\sqrt{s} до 220 ГэВ) сигнал мог бы наблюдаться над неприводимым фоном (т. е. при рассмотрении полных наборов древесных диаграмм, см., например, [93]) в четырехфермионных конечных состояниях за счет реакции $e^+e^- \rightarrow ZH$ с последующими распадами Z в два фермиона и $H \rightarrow b\bar{b}$, если масса бозона Хиггса достаточно мала, чтобы был открыт порог резонансного рождения $m_H \leq \sqrt{s} - m_Z$ (в околороговой области могла бы быть существенна реакция $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e b\bar{b}$ [94], которая идет за счет слияния $W^+W^- \rightarrow H$). Существующее прямое ограничение на массу m_H в СМ и за ее рамками основывается на анализе этих каналов. При энергиях $p\bar{p}$ -коллайдера Tevatron ($\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ) основные надежды связываются с реакцией $q_1\bar{q}_2 \rightarrow WH$ с последующим распадом W в два фермиона и $H \rightarrow b\bar{b}$, когда сигнал мог бы наблюдаться при светимости не менее 10 фб^{-1} . При энергиях pp -коллайдера LHC ($\sqrt{s} = 14$ ТэВ) распад бозона Хиггса по основной моде $b\bar{b}$ не представляется возможным наблюдать из-за огромных КХД-фонов, сечения которых на несколько порядков превысили бы сигнал, и основным каналом открытия при сравнительно малой светимости $10 \div 20 \text{ фб}^{-1}$ является редкий инклюзивный канал рождения бозона Хиггса $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$, который появляется за счет вершин $gg \rightarrow H$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$, индуцированных на однопетлевом уровне. Для анализа физического потенциала различных механизмов рождения бозона Хиггса в моделях с CP -нарушением выделяются некоторые характерные области пространства параметров МССМ и соответствующая им физика называется «сценарием» (так называемым «benchmark scenarios») для наблюдаемых в данной области пространства параметров.

Таблица 3. Параметры феноменологических сценариев [37]

Параметры	Сценарий без смешив. (2 ТэВ)	$m_h^{\max} / (m_h^{\max+}) / (C m_h^{\max})$	Сценарий больших μ	Сценарий с сильн. подавл. сигн.	Сценарий малых α_{eff}	СРХ
Варьируемые параметры						
$\text{tg } \beta$	0,4–40 / (0,7–40)	0,4–40	0,7–40	0,4–40	0,4–40	0,6–40
$m_A, \text{ ГэВ}$	0–1000	0–1000	0–400	0–1000	0–1000	—
$m_{H^\pm}, \text{ ГэВ}$	—	—	—	—	—	4–1000
Фиксируемые параметры						
$m_t, \text{ ГэВ}$	174,3	174,3	174,3	174,3	174,3	174,3
$M_{\text{SUSY}}, \text{ ГэВ}$	1000 / (2000)	1000	400	350	800	500
$M_2, \text{ ГэВ}$	200	200	400	300	500	200
$\mu, \text{ ГэВ}$	–200/(200)	–200/(200)/(200)	1000	300	2000	2000
$m_{\tilde{g}}, \text{ ГэВ}$	800	800	200	500	500	1000
$X_t, \text{ ГэВ}$	0	$\sqrt{6} M_{\text{SUSY}} / (\sqrt{6} M_{\text{SUSY}}) / (-\sqrt{6} M_{\text{SUSY}})$	–300	–750	–1100	$A_t - \mu \cot \beta$
$A_{t,b}, \text{ ГэВ}$	$X_t + \mu \cot \beta$	$X_t + \mu \cot \beta$	$X_t + \mu \cot \beta$	$X_t + \mu \cot \beta$	$X_t + \mu \cot \beta$	$X_t + \mu \cot \beta$
$\arg(A_{t,b}), ^\circ$	0	0	0	0	0	90
$\arg(m_{\tilde{g}}), ^\circ$	0	0	0	0	0	90

Примечание. Значения для X_t и $A_{t,b}$ даны для перенормируемой $\overline{\text{MS}}$ -схемы. Столбцы 2–6 соответствуют наборам для CP-сохраняющих сценариев, последний столбец — основному CP-нарушающему сценарию СРХ.

Таблица 4. Ограничения на m_h , m_A и $\text{tg } \beta$ для различных феноменологических наборов [37]

Ограничения на сценарии МССМ			
Феноменологические сценарии	Нижняя граница на m_h , ГэВ	Нижняя граница на m_A , ГэВ	$\text{tg } \beta$
Без смешивания	64,0 (60,0)	—	$0,8 < \text{tg } \beta < 6,2$ ($0,9 < \text{tg } \beta < 7,2$)
Без смешивания (2 ТэВ)	83,3 (88,0)	84,3 (88,8)	$0,9 < \text{tg } \beta < 4,2$ ($0,9 < \text{tg } \beta < 4,3$)
m_h^{max}	84,5 (88,5)	85,0 (89,0)	$0,7 < \text{tg } \beta < 1,9$ ($0,7 < \text{tg } \beta < 1,9$)
$m_h^{\text{max}+}$	84,5 (88,0)	84,0 (89,5)	$0,7 < \text{tg } \beta < 1,9$ ($0,7 < \text{tg } \beta < 1,9$)
Огранич. m_h^{max}	84,0 (88,0)	85,0 (89,0)	$0,6 < \text{tg } \beta < 2,2$ ($0,6 < \text{tg } \beta < 2,2$)
С сильным подавл. сигн.	82,0 (87,0)	87,5 (90,5)	$\text{tg } \beta < 6,0$ ($\text{tg } \beta < 8,0$)
Малых α_{eff}	79,0 (83,0)	90,0 (95,0)	$0,4 < \text{tg } \beta < 3,6$ ($0,4 < \text{tg } \beta < 3,6$)
СРХ	—	—	$\text{tg } \beta < 2,8$ ($\text{tg } \beta < 2,8$)
Разрешенные области сценария больших μ			
Сценарий больших μ	$80,0 < m_h < 107,0$ ($81,0 < m_h < 107,0$)	$87,0 < m_A$ ($87,0 < m_A$)	$\text{tg } \beta > 6$ ($\text{tg } \beta > 12$)

Примечание. В круглых скобках приведены средние ожидаемые ограничения на набор параметров от экспериментальных фонов СМ. Нижняя граница на m_h и m_A в сценарии без смешивания (2 ТэВ) действительны только для $m_A > 2$ ГэВ.

Кроме m_h^{\max} -сценария и сценария без смешивания, которые использовались на LEP2 для анализа возможностей поиска бозона Хиггса, были предложены два новых сценария [35]. В первом главный канал рождения на LHC $gg \rightarrow h$ подавлен. Во втором подавлены наиболее значимые каналы распада бозона Хиггса $h \rightarrow bb$ и $h \rightarrow \tau\tau$. В этом разделе мы описываем четыре феноменологических сценария, рассматривавшихся в связи с поиском бозона Хиггса МССМ на адронных коллайдерах [35] ($\varphi = 0$): сценарий с сильным подавлением от бозона Хиггса, m_h^{\max} , сценарий без смешивания в скалярном кварковом секторе, сценарий малых α_{eff} . В этих сценариях значения параметров сектора \tilde{t} и \tilde{b} , так же как и массы калибрино, являются фиксированными, в то время как параметры $\text{tg } \beta$ и m_A меняются (их значения здесь изменяются в более широких пределах, чем предусматривалось ранее для анализа данных LEP2 [95]):

$$0,5 \leq \text{tg } \beta \leq 50, \quad m_A \leq 1 \text{ ТэВ}.$$

При этом для МССМ масса легкого бозона Хиггса $m_h \leq 135$ ГэВ. Данные для сценариев приведены в табл. 3, 4 [37].

Сценарий для изучения области возможно больших m_h . Феноменологический сценарий m_h^{\max} [96] использовался для изучения области возможно больших m_h для варьируемых m_A и $\text{tg } \beta$. Ограничения на область изменения $\text{tg } \beta$ при этом сильнее, чем обычно [97]. Параметры сценария аналогичны параметрам сценария без смешивания, однако «параметр смешивания» стоп-кварка выбран максимально возможным: $X_t = \sqrt{6}$ ТэВ (так называемое максимальное смешивание). Тогда степенные поправки к эффективным параметрам λ_i максимально велики, что видно из явных выражений, см. (65) и далее. Отметим, что в диаграммном подходе и в рамках метода эффективного потенциала получают разные величины параметра X_t , соответствующие максимальному смешиванию. Значения параметров следующие:

$$m_t = 174,3 \text{ ГэВ}, \quad M_{\text{SUSY}} = 1 \text{ ТэВ}, \quad \mu = 200 \text{ ГэВ}, \quad M_2 = 200 \text{ ГэВ},$$

$$X_t^{\text{OS}} = 2 M_{\text{SUSY}} \text{ (диаграммный метод)}, \quad (104)$$

$$X_t^{\overline{\text{MS}}} = \sqrt{6} M_{\text{SUSY}} \text{ (метод эффективного потенциала)},$$

$$A_b = A_t, \quad m_{\tilde{g}} = 0,8 M_{\text{SUSY}}.$$

Следствия сценария (с 95 %-м уровнем достоверности): $m_h > 84,5$ ГэВ и $m_A > 85,0$ ГэВ, исключаются значения $\text{tg } \beta$ от 0,7 до 1,9. Велика чувствительность последнего ограничения к величине массы топ-кварка. Для $m_t = 179$ ГэВ оно сокращается до области $1,0 < \text{tg } \beta < 1,3$ и с дальнейшим ростом m_t может исчезнуть вообще.

Феноменологический сценарий $m_h^{\max+}$ отличается от случая m_h^{\max} сменной знака параметра μ . Этот выбор предпочтителен с точки зрения предсказаний для аномального момента $(g - 2)_\mu$. Так как свойства бозонов Хиггса

довольно слабо зависят от знака μ , допустимая область масс для бозонов Хиггса и исключенные области незначительно отличаются от сценария m_h^{\max} . Ограничения на массы бозонов Хиггса: $m_h > 84,5$ ГэВ и $m_A > 84,0$ ГэВ. Исключенная область $0,7 < \text{tg } \beta < 1,9$ уменьшается до $0,96 < \text{tg } \beta < 1,4$ для $m_t = 179$ ГэВ.

Сценарий $m_h^{\max+}$ исключен при $m_A < 600$ ГэВ на основании измерений редкого распада b -кварка $b \rightarrow s\gamma$ для всех рассматриваемых значений $\text{tg } \beta$ от 0,4 до 40, т. е. только «режим отщепления» с m_h , принимающим максимальное значение для заданного $\text{tg } \beta$, еще согласуется с экспериментальными данными по $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ [37].

«Ограниченный» феноменологический сценарий m_h^{\max} отличается от сценария $m_h^{\max+}$ сменой знака параметра X_t , что лучше согласуется с экспериментальными ограничениями из $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$. При этом максимальное значение массы бозона Хиггса при заданном $\text{tg } \beta$ снижается примерно на 5 ГэВ.

Исключенные области для этого сценария имеют примерно те же контуры, что и в сценариях m_h^{\max} и $m_h^{\max+}$. Ограничения на массы бозонов Хиггса: $m_h > 84,0$ ГэВ и $m_A > 85,0$ ГэВ. Исключенные значения $0,6 < \text{tg } \beta < 2,2$ уменьшаются до $0,8 < \text{tg } \beta < 1,8$ для $m_t = 179$ ГэВ.

Сценарий без смешивания в \hat{t} -секторе. Этот сценарий напоминает m_h^{\max} , но в нем нет смешивания в \hat{t} -секторе и больше масштаб SUSY, который необходимо увеличить, чтобы удовлетворять экспериментальным ограничениям LEP2:

$$\begin{aligned} m_t = 174,3 \text{ ГэВ}, \quad M_{\text{SUSY}} = 2 \text{ ТэВ}, \quad \mu = 200 \text{ ГэВ}, \\ M_2 = 200 \text{ ГэВ}, \quad X_t = 0, \quad A_b = A_t, \quad m_{\tilde{g}} = 0,8 M_{\text{SUSY}}. \end{aligned} \quad (106)$$

Параметр смешивания стоп-кварка X_t равен нулю. Остальные параметры следующие: $M_{\text{SUSY}} = 1$ ТэВ, $M_2 = 200$ ГэВ, $\mu = -200$ ГэВ. Масса глюино $m_{\tilde{g}}$ мало влияет на феноменологию этого сценария; ее значение полагают равным 800 ГэВ.

Появляется не исключенная область масс $64 < m_h < 88$ ГэВ и $m_A < 43$ ГэВ, обусловленная доминирующим каскадным распадом $h \rightarrow AA$, который наблюдается хуже, чем каналы $h \rightarrow bb$ и $h \rightarrow \tau\tau$. Следует отметить, однако, что в этой области предсказания на массу заряженного бозона Хиггса m_{H^\pm} меньше 81 ГэВ. Эта область интересна при поисках заряженного бозона Хиггса.

Область с $m_h > 83$ ГэВ и $m_A > 82$ ГэВ пока еще не исключена. Здесь или сечение рождения бозона Хиггса $ee \rightarrow Zh$ мало ($\sin^2(\beta - \alpha) = 0$), или парное рождение $ee \rightarrow Ah$ кинематически запрещено.

Значения $\text{tg } \beta$ исключены в интервале от 0,8 до 6,2. Однако эти ограничения для $\text{tg } \beta$ сильно зависят от массы t -кварка, которая равна $m_t = 174,3$ ГэВ. Для $m_t = 179$ ГэВ границы на $\text{tg } \beta$ уменьшаются до $0,8 < \text{tg } \beta < 4,7$. Если не

рассматривать не исключенные области при малых $\text{tg } \beta$, то получатся следующие границы с 95 %-м уровнем достоверности: $m_h > 83$ ГэВ и $m_A > 82$ ГэВ.

Сценарий без смешивания (2 ТэВ) отличается от сценария без смешивания знаком параметра μ (который предпочтителен для описания результатов $(g - 2)_\mu$) и большим масштабом $M_{\text{SUSY}} = 2$ ТэВ. Значения $\text{tg } \beta$ рассматривались в пределах от 0,7 до 40; из-за невозможности диагонализации массовой матрицы для малых значений $\text{tg } \beta$ большая часть не исключенных в случае областей без смешивания при низких $\text{tg } \beta$ не изучается в этом сценарии [37].

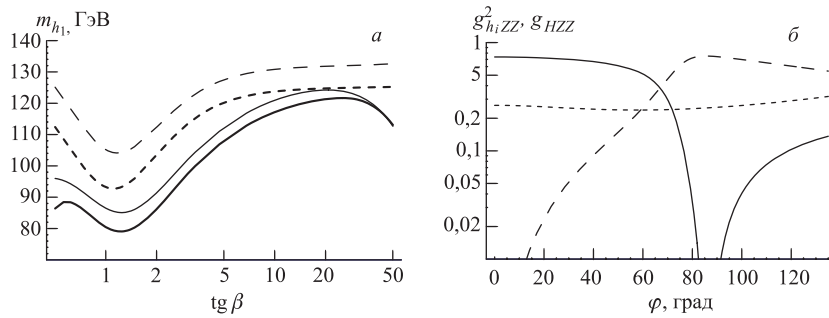


Рис. 6. а) Тонкие кривые — масса m_{h_1} легчайшего бозона Хиггса в зависимости от $\text{tg } \beta$ в сценарии m_h^{max} (см. [35]), толстые кривые — m_{h_1} в сценарии с сильным подавлением сигнала (см. [35]). Сплошные кривые — $m_{H^\pm} = 150$ ГэВ, штриховые — $m_{H^\pm} = 500$ ГэВ. б) Интенсивности взаимодействия (квадраты констант связи) нейтральных бозонов Хиггса $h_1 ZZ$ (сплошная кривая), $h_2 ZZ$ (штриховая) и $h_3 ZZ$ (точечная) в единицах квадрата константы связи СМ g_{HZZ} как функции фазы φ в СРХ-сценарии при $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 150$ ГэВ

Для $m_A > 2$ ГэВ, т.е. выше области резонансных распадов бозонов Хиггса, можно получить абсолютные границы для масс бозонов Хиггса и для $\text{tg } \beta$: $m_h > 83,3$ ГэВ, $m_A > 84,3$ ГэВ и $\text{tg } \beta > 4,2$. Если также не рассматривать не исключенные области при $m_A < 2$ ГэВ, то границы на $\text{tg } \beta$ следующие: $0,9 < \text{tg } \beta < 4,2$. Ослабления ограничений на $\text{tg } \beta$ так же, как и в случае сценария без смешивания, можно добиться увеличением M_{SUSY} . Имеет место $\text{tg } \beta > 3,2$ для $m_t = 179$ ГэВ.

Сценарий с подавлением сигнала в глюон-глюонном столкновении. Феноменологический сценарий с сильным подавлением сигнала построен так, что в определенной области пространства параметров МССМ достоверность сигнала от бозона Хиггса в глюон-глюонном столкновении на ЛНС, который непросто наблюдать вследствие больших фонов, критически уменьшается.

В этом сценарии сечение рождения легкого бозона Хиггса на ЛНС в канале $gg \rightarrow h$ сильно подавлено. Это связано с сокращением вкладов петель с t - и \tilde{t} -кварками в вершине взаимодействия (см. [98]). Такое сокращение более эффективно для малой массы \tilde{t} и, следовательно, для большего значения параметра \tilde{t} -смешивания X_t . Ширина распада $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$ меняется намного меньше, так как здесь доминирует петля с W -бозоном. Параметры:

$$\begin{aligned} m_t &= 174,3 \text{ ГэВ}, \quad M_{\text{SUSY}} = 350 \text{ ГэВ}, \quad \mu = 300 \text{ ГэВ}, \quad M_2 = 300 \text{ ГэВ}, \\ X_t^{\text{OS}} &= -750 \text{ ГэВ (диаграммный метод)}, \\ X_t^{\overline{\text{MS}}} &= -770 \text{ ГэВ (метод эффективного потенциала)}, \\ A_b &= A_t, \quad m_{\tilde{g}} = 500 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (107)$$

Ограничения на массы бозонов Хиггса на основе имеющихся данных: $m_h > 82$ ГэВ и $m_A > 87,5$ ГэВ (см. рис. 6, а). Исключенная область параметра $\text{tg } \beta < 6,0$. Исключаемая область уменьшается до $\text{tg } \beta < 3,5$ для $m_t = 179$ ГэВ.

Сценарий малых α_{eff} . Помимо канала $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$ на ЛНС, другими каналами для поиска легкого бозона Хиггса на коллайдере Tevatron и на ЛНС главным образом являются каналы с распадами $h \rightarrow b\bar{b}$ и $h \rightarrow \tau\bar{\tau}$. Если угол смешивания α_{eff} мал, то эти два канала распада могут быть сильно подавлены в МССМ по сравнению со СМ из-за дополнительного фактора $-\sin \alpha_{\text{eff}} / \cos \beta$ (в $h \rightarrow b\bar{b}$ могут также появиться большие поправки от \tilde{b} - \tilde{g} петлей [91,99]). Такое подавление происходит при больших значениях $\text{tg } \beta$ и не очень большой массе m_A (так же, как в сценарии больших μ [96]) для следующих значений параметров:

$$\begin{aligned} m_t &= 174,3 \text{ ГэВ}, \quad M_{\text{SUSY}} = 800 \text{ ГэВ}, \quad \mu = 2,5 M_{\text{SUSY}}, \quad M_2 = 500 \text{ ГэВ}, \\ X_t^{\text{OS}} &= -1100 \text{ ГэВ (диаграммный метод)}, \\ X_t^{\overline{\text{MS}}} &= -1200 \text{ ГэВ (метод эффективного потенциала)}, \\ A_b &= A_t, \quad m_{\tilde{g}} = 500 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (108)$$

Этот сценарий приводит к трудностям для исследований на ЛНС. Подобно сценарию больших μ , подавление появляется для больших $\text{tg } \beta$ и небольших m_A .

Имеют место ограничения на массы бозонов Хиггса $m_h > 79,0$ ГэВ и $m_A > 90,0$ ГэВ. Исключенная область для $\text{tg } \beta$: $0,4 < \text{tg } \beta < 3,6$, которая уменьшается до $0,5 < \text{tg } \beta < 2,9$ для $m_t = 179$ ГэВ.

Сценарий больших μ . Феноменологический сценарий больших μ предназначен для иллюстрации выбора параметров, для которых детектирование бозонов Хиггса было затруднительным на LEP2. Параметры сценария выбираются следующим образом: $M_{\text{SUSY}} = 400$ ГэВ, $\mu = 1$ ТэВ, $M_2 = 400$ ГэВ,

$m_{\tilde{g}} = 200$ ГэВ, $X_t = -300$ ГэВ при $\text{tg } \beta = 0,7 - 40$ и $m_A = 0 - 400$ ГэВ. Для этого набора параметров масса легкого бозона Хиггса $m_h < 108$ ГэВ может находиться над порогом $\sqrt{s} - m_Z$, но его распад в bb , на котором основано большинство поисков, подавлен. Для большинства изучаемых точек распад $h \rightarrow \tau\tau$ также подавлен. Доминирующая мода распада, таким образом, $h \rightarrow cc, gg$ или WW , и детектирование бозонов Хиггса становится сложным, особенно для случая отсутствия экспериментальной идентификации аромата кварка (flavor tagging).

В некоторых изучаемых точках пространства параметров процессы рождения бозонов Хиггса $ee \rightarrow Zh$ подавлены ($\sin^2(\beta - \alpha)$ мал). Однако нейтральный скаляр H становится легким в таком случае ($m_H < 109$ ГэВ) и сечение рождения для процесса $ee \rightarrow ZH$, пропорциональное $\cos^2(\beta - \alpha)$, становится большим.

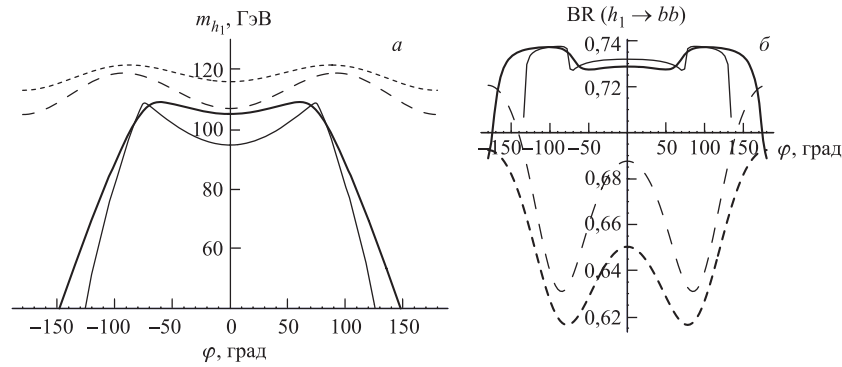


Рис. 7. *а*) Тонкие кривые — масса m_{h_1} легчайшего бозона Хиггса в зависимости от φ в CPX-сценарии [36], $|\mu| = 2M_{\text{SUSY}}$, $|A_t| = |A_b| = 4M_{\text{SUSY}}$, $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $\text{tg } \beta = 4$, толстые линии — та же зависимость с масштабom SUSY $M_{\text{SUSY}} = 1$ ТэВ. Сплошные кривые — $m_{H^\pm}^\pm = 160$ ГэВ, штриховые — $m_{H^\pm}^\pm = 300$ ГэВ. *б*) Брэнчинг-отношение $\text{BR}(m_{h_1} \rightarrow bb)$ в зависимости от φ в CPX-сценарии с $\text{tg } \beta = 4$. Тонкие линии — $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, толстые — $M_{\text{SUSY}} = 1$ ТэВ. Учтены каналы $q\bar{q}$ (пять ароматов кварков), $l\bar{l}$ (e, μ, τ), $\gamma\gamma, gg$ и WW^*, ZZ^* в Γ_{tot} . Сплошные кривые — $m_{H^\pm}^\pm = 160$ ГэВ, штриховые — $m_{H^\pm}^\pm = 300$ ГэВ

CPX-сценарий максимального CP-смешивания. Область изменения параметров $M_{\text{SUSY}} \sim 500$ ГэВ, $|\mu| \sim 2000$ ГэВ и $|A_{t,b}| \sim 1000$ ГэВ соответствует так называемому CPX-сценарию [36, 81], при котором параметры размерности ГэВ, возникающие при смешивании в фермионных секторах, фиксируются масштабom нарушения суперсимметрии M_{SUSY} , причем $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$, $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$. Оставшиеся параметры, такие как $\text{tg } \beta$, m_{H^\pm} , варьируются в определенных пределах. Данный сценарий основывается на том, что

CP -нарушающие квантовые эффекты в нейтральном секторе Хиггса напрямую зависят от отношения $\text{Im}(\mu A_t)/M_{\text{SUSY}}^2$. Поэтому наибольший интерес с точки зрения максимального CP -нарушения представляют области с небольшим значением $M_{\text{SUSY}} \approx 500$ ГэВ и достаточно большими μ и $A_{t,b}$. Выбирая массу заряженного бозона Хиггса небольшой $m_{H^\pm} \sim 200$ ГэВ, мы тем самым переходим к рассмотрению режима сильной связи, соответствующего наибольшему смешиванию физических бозонов Хиггса (в отличие от режима отщепления тяжелых частиц, при котором реализуется сценарий, подобный СМ).

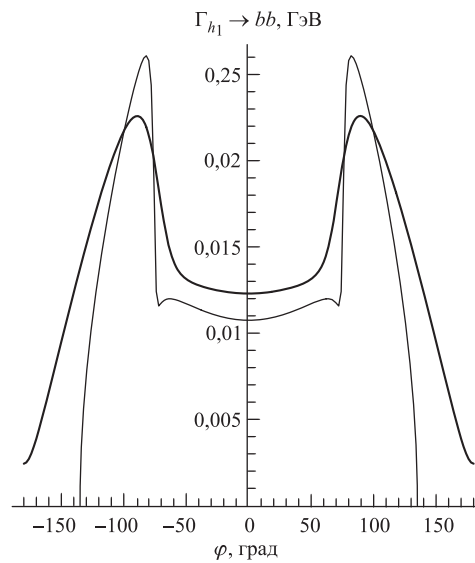


Рис. 8. Ширина распада $m_{h_1} \rightarrow b\bar{b}$ в зависимости от φ в CPX-сценарии [36] (тонкая кривая), $|\mu| = 2M_{\text{SUSY}}$, $|A_t| = |A_b| = 4M_{\text{SUSY}}$, $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 160$ ГэВ, $\text{tg } \beta = 4$, толстая кривая — то же при масштабе $M_{\text{SUSY}} = 1$ ТэВ

3.5. Обсуждение спектра масс. Зависимости масс бозонов Хиггса и матричных элементов a_{ij} , характеризующих смешанные состояния, от параметров m_{H^\pm} , $\text{tg } \beta$, $A_{t,b}$, μ и фазы φ показаны на рис. 4–14 для различных обсуждавшихся выше сценариев.

Отличие от графиков работы [72] состоит в том, что используется параметризация m_{H^\pm} , $\text{tg } \beta$ для сравнения с результатами (CPsuperH [59] и FeynHiggs [58]). Для иллюстрации графических зависимостей выбраны области параметров (на основе анализа двумерных зависимостей), где максимально отличие массы физического бозона Хиггса h_1 от соответствующего предель-

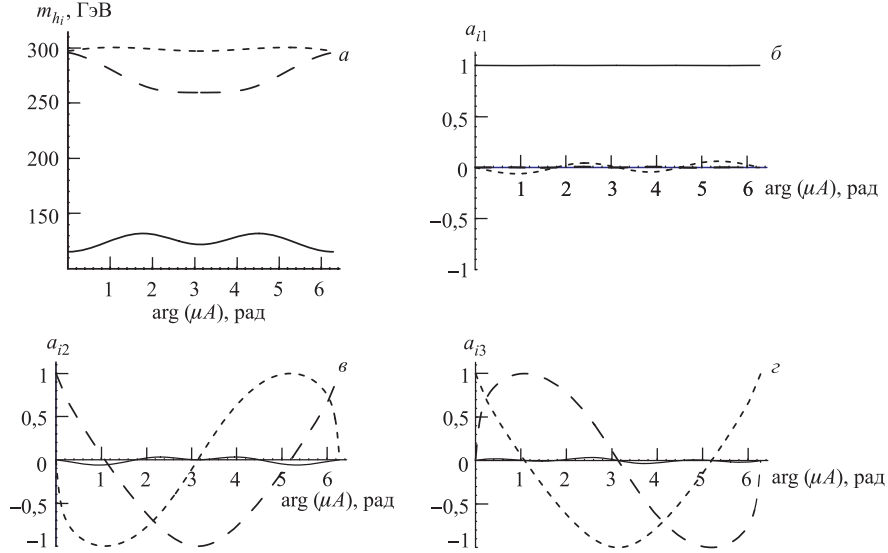


Рис. 9. *a*) Массы нейтральных бозонов Хиггса; *b*–*d*) матричные элементы a_{ij} в зависимости от фазы φ при $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ. Сплошная кривая соответствует $i = 1$, штриховая — $i = 2$ и пунктирная — $i = 3$

ного значения при $\varphi = 0$ (равного $m_h(\varphi = 0)$), т. е. области максимального влияния 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. 10, *a*, где тонкая линия соответствует CP -состоянию $h(\varphi)$, а толстая — массовому состоянию бозона Хиггса h_1). При больших массах m_{H^\pm} отличие существенно меньше, поэтому на остальных графиках не иллюстрировалось. Область изменения параметров $M_{\text{SUSY}} \sim 500$ ГэВ, $|\mu| \sim 2000$ ГэВ и $|A_{t,b}| \sim 1000$ ГэВ соответствует СРХ-сценарию [36, 81]. Некоторые модельно-зависимые ограничения на параметры μ , $A_{t,b}$, $\text{tg } \beta$ в случае CP -сохранения были получены в [100]. Отрицательные значения μ , а также небольшие положительные значения μ при небольших $A_{t,b}$, как уже упоминалось выше, плохо согласуются с экспериментальными данными по аномальному магнитному моменту мюона и редкому распаду $b \rightarrow s\gamma$, а также с ограничениями на массу легкого бозона Хиггса. При больших положительных значениях μ можно выделить запрещенные распадом $b \rightarrow s\gamma$ области, соответствующие малым значениям m_A и $\text{tg } \beta$. Масса легкого бозона Хиггса (88) убывает с ростом $\text{tg } \beta$, рис. 11, *z* и 10, *z*.

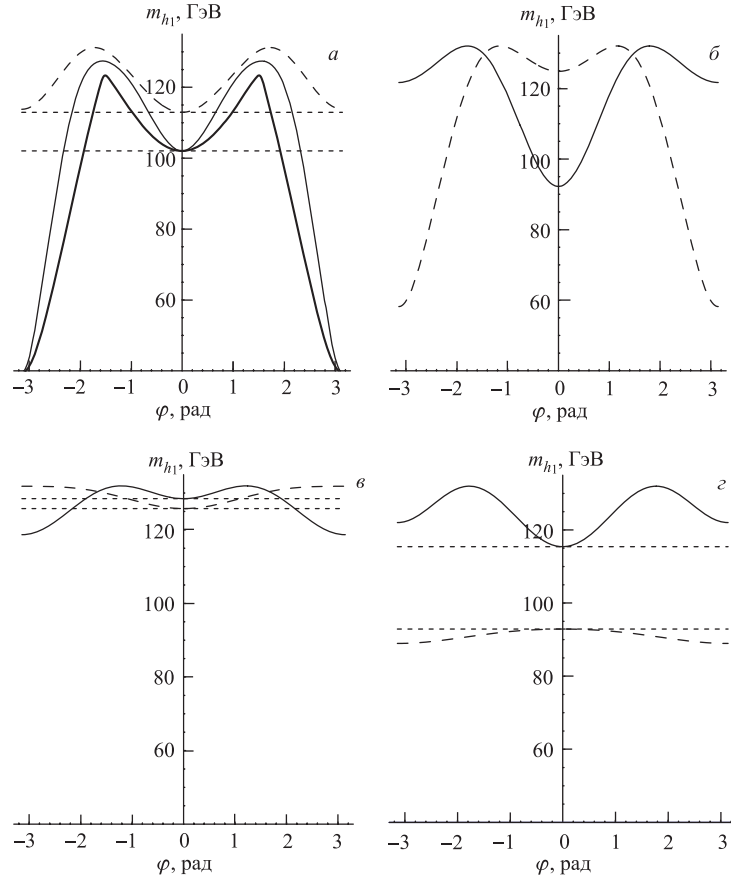


Рис. 10. Масса бозона Хиггса $m_{h_1}(\varphi)$ в зависимости от φ в различных областях параметров МССМ при $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ. Точечные горизонтальные линии соответствуют массе h_1 в пределе $\varphi = 0$ CP -сохранения ($m_{h_1} = m_h$). а) $\text{tg } \beta = 5$, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ. Сплошная толстая линия $m_{H^\pm} = 180$ ГэВ, штриховая кривая $m_{H^\pm} = 250$ ГэВ, тонкая линия соответствует $m_h(\varphi)$ при $m_{H^\pm} = 180$ ГэВ. б) $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — $A_t = A_b = -1,2$ ТэВ, штриховая кривая — $A_t = A_b = 1,3$ ТэВ. в) $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\mu = -1,6$ ТэВ; штриховая — $\mu = 0,7$ ТэВ. з) $\mu = 2$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\text{tg } \beta = 5$; штриховая — $\text{tg } \beta = 40$

Некоторые численные значения масс бозонов Хиггса, полученные в рамках настоящего подхода, при различных значениях фазы φ приведены в

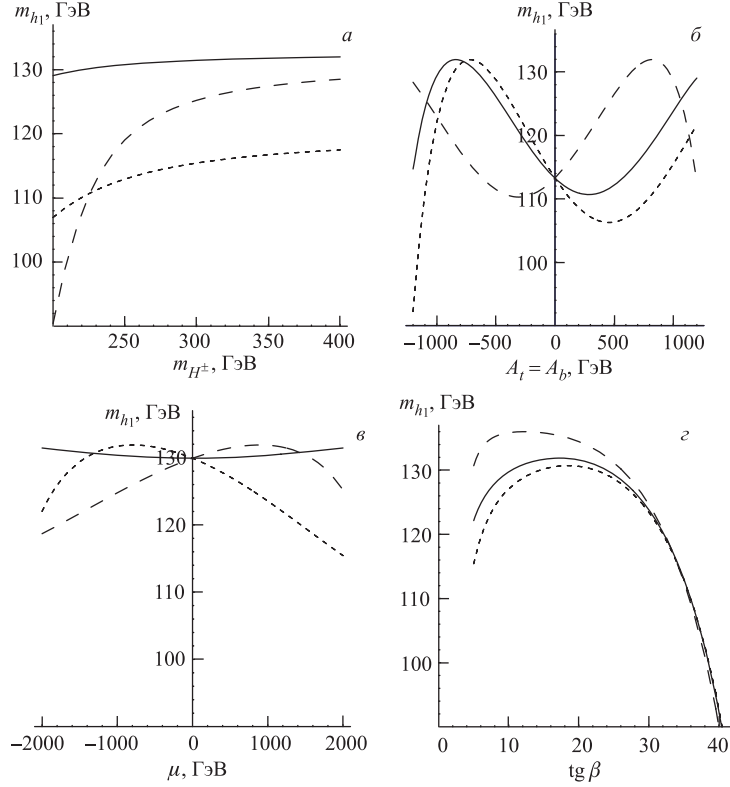


Рис. 11. Масса m_{h_1} (в ГэВ) в однопетлевом приближении, $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ. Короткий пунктир соответствует $m_h(\varphi = 0)$; а) $\text{tg } \beta = 5$, $A = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — при $\varphi = \pi/2$, штриховая — $\varphi = 5\pi/6$; б) $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = 0,9$, штриховая — $\varphi = 2,3$; в) $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = \pi/2$, штриховая — $\varphi = 5\pi/6$; г) $\mu = 2$ ТэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A_t = A_b = 1$ ТэВ, сплошная линия — $\varphi = \pi/4$, штриховая — $\varphi = 2\pi/3$

табл. 5–7. В этих таблицах можно найти также результаты, полученные при помощи уже упоминавшихся пакетов `FeynHiggs` [58] и `CPsuperH` [59]. Авторы `CPsuperH` используют метод эффективного потенциала, улучшенный с помощью ренормгруппы, когда рассматриваются радиационные поправки в двухдублетный потенциал, где $\lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$. В основе этой картины лежит интересная концепция «радиационно индуцированной фазы», когда при минимизации потенциала для сокращения $\text{Im } \mu_{12}^2$, см. (76), нужны однопетлевые диаграммы «головастики». Применяется также другой способ диагонали-

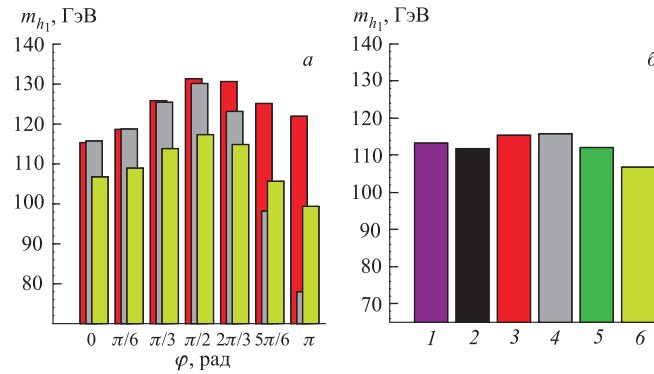


Рис. 12. *а)* Сравнение масс в зависимости от фазы φ . Темно-серая гистограмма соответствует результатам, полученным в данной работе; серая гистограмма — результаты, полученные с помощью пакета FeynHiggs; светло-серая гистограмма — результаты программы CPsuperH. *б)* Сравнение масс при учете различных вкладов в параметры эффективного потенциала λ_i при фазе φ . Гистограммы 2 ($m_{\text{top}} = 175$ ГэВ) и 1 ($m_{\text{top}} = 178$ ГэВ) соответствуют результатам, полученным в данной работе при учете полного однопетлевого и двухпетлевого вкладов; 3 — наши результаты с учетом полного однопетлевого вклада; 4 — результаты, полученные с помощью пакета FeynHiggs; 5 — двухпетлевой результат без учета однопетлевого вклада от D -членов и от перенормировки поля; 6 — результаты программы CPsuperH

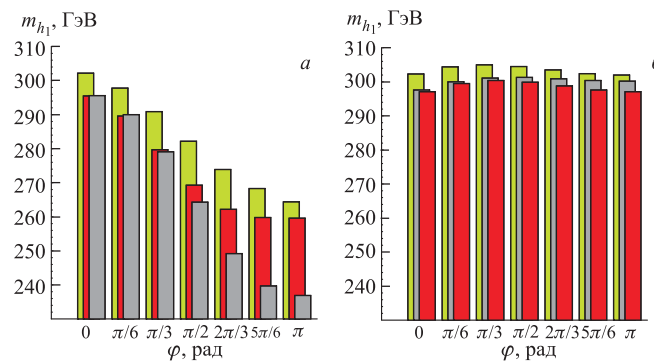


Рис. 13. Сравнение масс в зависимости от фазы φ для m_{h_2} (*а)*) и m_{h_3} (*б)*). Темно-серая гистограмма соответствует результатам, полученным в данной работе; серая гистограмма — результаты, полученные с помощью пакета FeynHiggs; светло-серая гистограмма — результаты программы CPsuperH

Таблица 5. Сравнение масс бозонов Хиггса и ширин распада на $\gamma\gamma$ и gg в зависимости от фазы φ

Массы и ширины распадов	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
m_{h_1} , ГэВ	115,4	118,7	125,9	131,4	130,7	125,2	122,0
m'_{h_1}	112,1	114,4	119,7	124,2	125,0	123,0	121,6
m_{H_1} [58]	115,8	118,8	125,5	130,2	123,2	98,2	78,0
m_{H_1} [59]	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'_{h_2}	294,4	291,0	283,9	276,2	270,6	268,1	267,6
m_{H_2} [58]	295,6	290,0	279,1	264,3	249,2	239,7	236,9
m_{H_2} [59]	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'_{h_3}	298,2	299,1	299,2	298,2	296,7	295,1	294,4
m_{H_3} [58]	297,6	300,0	301,1	301,3	300,9	300,4	300,2
m_{H_3} [59]	302,3	304,4	305,0	304,5	303,5	302,4	302,0
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$	1,378	1,529	1,907	2,220	2,101	1,707	1,516
$\Gamma'_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$	1,283	1,381	1,624	1,841	1,846	1,687	1,597
$\Gamma''_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$	2,103	2,355	3,024	3,643	3,397	2,412	1,889
$\Gamma^*_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$	2,099	2,351	3,019	3,638	3,393	2,411	1,888
$\Gamma_{H_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$ [58]	2,040	2,187	2,462	2,225	0,863	0,037	0,110
$\Gamma_{H_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$ [59]	1,878	1,964	2,107	1,961	1,262	0,503	0,263
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$	7,703	8,593	10,981	13,313	12,953	10,645	9,508
$\Gamma'_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$	6,887	7,447	8,896	10,369	10,683	9,935	9,460
$\Gamma''_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$	7,470	8,371	10,832	13,321	12,945	10,274	8,887
$\Gamma^*_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$	7,452	8,351	10,807	13,290	12,917	10,254	8,872
$\Gamma_{H_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$ [58]	6,373	7,058	9,038	11,217	9,983	5,336	3,021
$\Gamma_{H_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$ [59]	5,796	6,287	7,605	8,996	8,969	7,223	6,101

Примечание. Фиксируемые параметры: $G_F = 1,174 \cdot 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$, $\alpha_{EM}(m_Z) = 0,007812$, $\alpha_S(m_Z) = 0,1172$, $\text{tg } \beta = 5$, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $|A_t| = |A_b| = A = 1000$ ГэВ, $|\mu| = 2000$ ГэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ. Таблица содержит полученные нами величины вместе с результатами вычислений при помощи CPsuperH [59]. 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 [65] (без учета D -вкладов и перенормировки поля); 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 вклады от СМ (t - и b -кварков); ширины распадов $\Gamma''_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma''_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ содержат однопетлевые вклады СМ (t , b) и вклады суперсимметричных партнеров (\tilde{t} , \tilde{b} , W^\pm , H^\pm и заряженных суперсимметричных частиц (чарджино)); $\Gamma^*_{h_1 \rightarrow gg}$, $\Gamma^*_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma}$ — ширины распада без учета перенормировки поля.

зации массового члена. Существенно, что угол смешивания $\alpha(h, H)$ не вводится вообще, вследствие чего в CP -сохраняющем пределе нет физических

Таблица 6. Массы, ширины распада, сечение легчайшего бозона h_1 в зависимости от фазы φ в обозначениях и с параметрами из табл. 5, но при малой массе $m_{H^\pm} = 180$ ГэВ

Массы и ширины распадов	$\varphi = 0$	$\pi/6$	$\pi/3$	$\pi/2$	$2\pi/3$	$5\pi/6$	π
m_{h_1} , ГэВ	102,0	105,4	114,3	122,0	91,2	58,1	39,5
m_{h_1} [59]	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} [59]	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} [59]	179,0	180,9	181,7	180,9	179,0	176,6	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$	0,753	0,860	1,236	0,435	0,250	0,382	0,315
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$ [59]	1,211	1,324	1,622	1,373	0,098	0,251	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$	3,854	4,215	5,240	0,081	0,501	0,083	0,019
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$ [59]	4,116	4,517	5,839	8,081	3,296	3,925	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \cdot 10^{10}$	1,517	1,574	1,763	5,034	3,446	2,165	2,273
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \cdot 10^{10}$ [59]	1,000	0,987	0,895	0,830	2,463	1,484	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \cdot 10^5$	0,688	0,714	0,800	2,283	1,564	0,982	0,103
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \cdot 10^5$ [59]	0,453	0,448	0,406	0,377	1,112	0,674	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \cdot 10^3$	0,191	0,198	0,222	0,635	0,434	0,272	0,028
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \cdot 10^3$ [59]	1,260	1,244	1,128	1,047	3,105	1,860	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \cdot 10^8$	1,638	1,700	1,904	5,437	3,722	2,338	0,245
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \cdot 10^8$ [59]	0,185	0,191	0,211	0,226	0,089	0,034	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \cdot 10^7$	0,655	0,680	0,761	2,175	1,489	0,935	0,098
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \cdot 10^7$ [59]	0,566	0,556	0,499	0,459	1,407	0,963	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \cdot 10^5$	2,406	2,498	2,797	7,989	5,469	3,436	0,360
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \cdot 10^5$ [59]	2,078	2,042	1,831	1,685	5,170	3,538	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \cdot 10^3$	0,699	0,726	0,813	2,321	1,589	0,998	0,105
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \cdot 10^3$ [59]	0,079	0,081	0,089	0,096	0,038	0,014	—
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \cdot 10^2$	1,629	1,691	1,896	5,417	3,698	2,300	2,370
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \cdot 10^2$ [59]	1,406	1,382	1,241	1,141	3,499	2,341	—
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1)$, фб	160	150	123	$7,8 \cdot 10^{-3}$	47	74	86

состояний, а также возникает смешанный массовый член hH , отсутствующий в нашем рассмотрении (в аналоге массовой матрицы M_{12} и M_{21} не равны нулю, поскольку диагонализация проводится непосредственно в базисе нефизических состояний). По этой причине отличаются массовые матрицы бозонов Хигса (например, в нашем случае строго выполняется $M_{12} = M_{21} = 0$). Ожидаемая эквивалентность результатов для массовых состояний демонстрируется в нашем случае идентичностью значений масс физических бозонов

Таблица 7. Результаты для физических величин табл. 6 при $|\mu| = 1600$ ГэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ

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} [59]	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} [59]	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} [59]	298,5	300,2	300,7	300,2	299,0	297,7	297,1
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$	2,389	2,603	3,156	3,724	3,869	3,599	3,414
$\Gamma_{h_1 \rightarrow gg} \cdot 10^4$ [59]	1,947	2,006	2,098	2,008	1,593	1,089	0,878
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$	8,393	9,138	11,102	13,154	13,667	12,757	12,162
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \gamma\gamma} \cdot 10^6$ [59]	6,281	6,680	7,725	8,859	9,227	8,676	8,252
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \cdot 10^{10}$	0,464	0,446	0,401	0,372	0,417	0,507	0,549
$\Gamma_{h_1 \rightarrow e\bar{e}} \cdot 10^{10}$ [59]	0,348	0,338	0,317	0,306	0,341	0,408	0,442
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \cdot 10^5$	0,210	0,202	0,182	0,169	0,189	0,230	0,249
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \mu\bar{\mu}} \cdot 10^5$ [59]	0,158	0,154	0,144	0,139	0,155	0,185	0,200
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \cdot 10^3$	0,585	0,562	0,505	0,468	0,526	0,639	0,693
$\Gamma_{h_1 \rightarrow \tau\bar{\tau}} \cdot 10^3$ [59]	0,438	0,427	0,399	0,386	0,430	0,515	0,557
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \cdot 10^8$	0,501	0,482	0,433	0,401	0,450	0,547	0,593
$\Gamma_{h_1 \rightarrow u\bar{u}} \cdot 10^8$ [59]	0,241	0,245	0,254	0,260	0,258	0,247	0,240
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \cdot 10^7$	0,200	0,193	0,173	0,161	0,180	0,219	0,237
$\Gamma_{h_1 \rightarrow d\bar{d}} \cdot 10^7$ [59]	0,194	0,188	0,175	0,169	0,188	0,226	0,245
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \cdot 10^5$	0,736	0,708	0,636	0,589	0,662	0,804	0,872
$\Gamma_{h_1 \rightarrow s\bar{s}} \cdot 10^5$ [59]	0,712	0,692	0,644	0,619	0,689	0,829	0,901
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \cdot 10^3$	0,214	0,205	0,185	0,171	0,192	0,234	0,253
$\Gamma_{h_1 \rightarrow c\bar{c}} \cdot 10^3$ [59]	0,103	0,105	0,108	0,111	0,109	0,105	0,103
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \cdot 10^2$	0,499	0,480	0,431	0,400	0,449	0,545	0,591
$\Gamma_{h_1 \rightarrow b\bar{b}} \cdot 10^2$ [59]	0,482	0,468	0,436	0,420	0,467	0,562	0,610
$\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_1)$, фб	154	149	136	124	122	127	130

Хигса, полученных двумя путями: диагонализацией через промежуточный CP -базис и без него (см. п. 3.3). Авторы пакета `FeynHiggs` используют чисто диаграмматические методы вычисления радиационных поправок к двухдублетному потенциалу, взятому на масштабе M_{SUSY} . На нем обычным образом определяются углы смешивания α, β . Однопетлевые поправки вида массо-

вых/поляризационных операторов, вычисленные для нефизических скалярных полей η, χ , напрямую вводятся в недиагональную массовую матрицу 3×3 нейтральных скаляров, которая затем диагонализуется ортогональным преобразованием. При этом важно, что не должны нарушаться (74)–(77), (86)–(90), что было бы равносильно трудностям либо с минимизацией, либо с калибровочной инвариантностью. Налицо качественное соответствие наших результатов с [58, 59], однако различие в подходах делает точное численное сравнение очень затруднительным. Так, 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 [59] содержит комплексные или отрицательные собственные значения, или с невозможностью проведения корректной процедуры диагонализации. Существенное рассогласование результатов, полученных в МССМ точным вычислением определенных наборов однопетлевых диаграмм, с результатами в рамках картины эффективной теории поля в недавнее время отмечалось для случая CP -сохранения [101].

В нашем подходе для вычисления масс и ширин распада сначала рассчитывались зависящие от параметров МССМ значения радиационных поправок $\Delta\lambda_i$. Аналитические выражения для $\Delta\lambda_i$ приведены в [22], там же содержится обсуждение различных вкладов в эффективные параметры. Далее, масса легкого бозона Хиггса в пределе CP -сохранения задается формулой

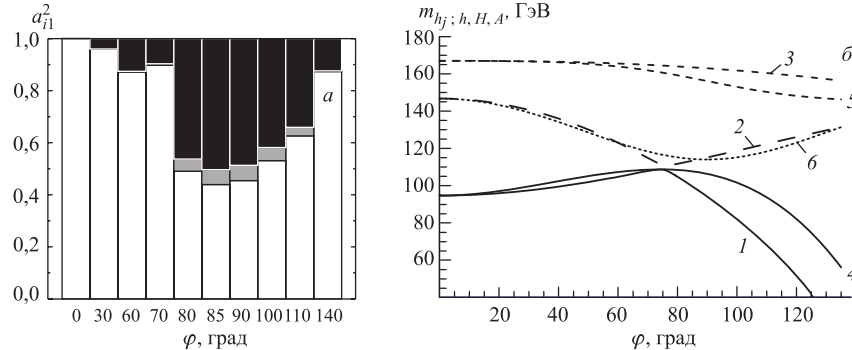


Рис. 14. а) Матричные элементы a_{i1}^2 . Белые колонки — вес h -компоненты в физическом состоянии $h_1 = a_{11}h + a_{21}H + a_{31}A$; серые — вес H и черные — A . б) Массы нейтральных бозонов Хиггса m_{h_1} (1), m_{h_2} (2) и m_{h_3} (3) в зависимости от φ в CPX-сценарии при $M_{\text{SUSY}} = 0,5$ ТэВ, $\text{tg } \beta = 4$, $m_{H^\pm} = 160$ ГэВ. Для иллюстрации эффектов смешивания приведены массы бозонов Хиггса для нефизического случая, когда еще не проведено вращение CP -четных состояний h, H и CP -нечетного A в CP -сохраняющем пределе (т. е. мы используем формулы (38)–(40) из [22]). Кривыми показаны m_h (4), m_H (5), m_A (6)

(88), а в случае комплексных параметров выполняется поворот в пространстве (h, H, A) и масса легкого состояния h_1 задается формулой (96).

На рис. 15, *a–18, a* представлены контурные графики в зависимости от фазы φ и m_{H^\pm} , $A_{t,b}$, μ , $\text{tg } \beta$ соответственно, иллюстрирующие отклонение массы m_{h_1} легкого бозона Хигса от CP -сохраняющего предела $m_h(\varphi = 0)$.

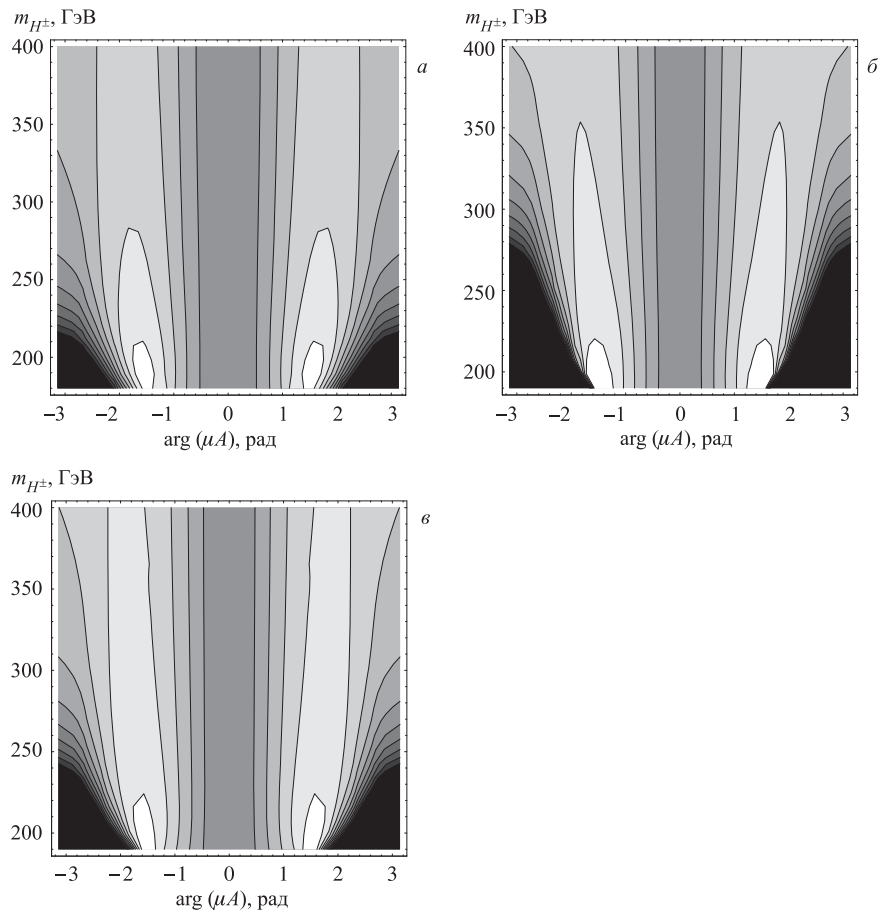


Рис. 15. Контурные графики в зависимости от массы m_{H^\pm} и фазы, $M_{\text{SUSY}} = 500 \text{ ГэВ}$, $\text{tg } \beta = 5$, $A = 1 \text{ ТэВ}$, $\mu = 2 \text{ ТэВ}$. *a*) Отклонение (в %) массы легкого бозона Хигса m_{h_1} от CP -сохраняющего предела $m_h(\varphi = 0)$; *б*) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хигса $\Gamma(h_1 \rightarrow gg)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow gg}$ при $\varphi = 0$; *в*) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хигса $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow \gamma\gamma}$ при $\varphi = 0$

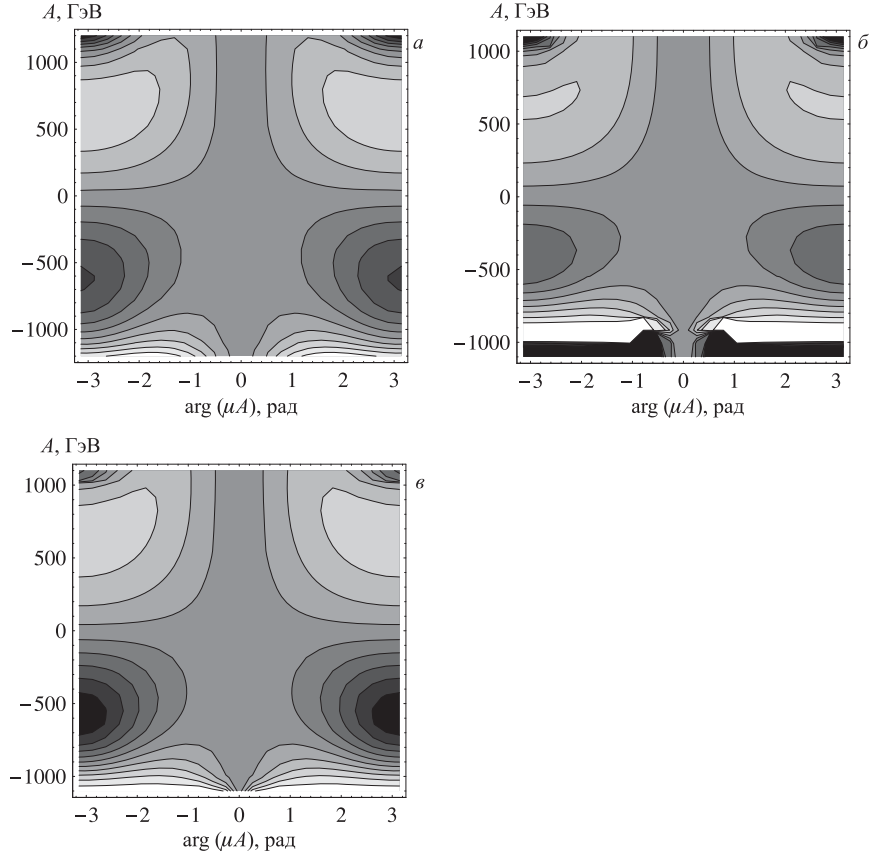


Рис. 16. Контурные графики в зависимости от трилинейных параметров A_t , A_b и фазы, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $\mu = 2$ ТэВ. а) Отклонение (в %) массы легкого бозона Хиггса m_{h_1} от CP -сохраняющего предела $m_h(\varphi = 0)$; б) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хиггса $\Gamma(h_1 \rightarrow gg)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow gg}$ при $\varphi = 0$; в) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хиггса $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow \gamma\gamma}$ при $\varphi = 0$

Серая область на рис. 15 соответствует случаю $m_{h_1} = m_h$, светлая область — $m_{h_1} > m_h$, темная область — $m_{h_1} < m_h$. В светлой и темной областях максимально отличие массы (и ширины распада) физического бозона Хиггса h_1 от предельного значения при $\varphi = 0$ (равного $m_h(\varphi = 0)$), т.е. 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. 14, а).

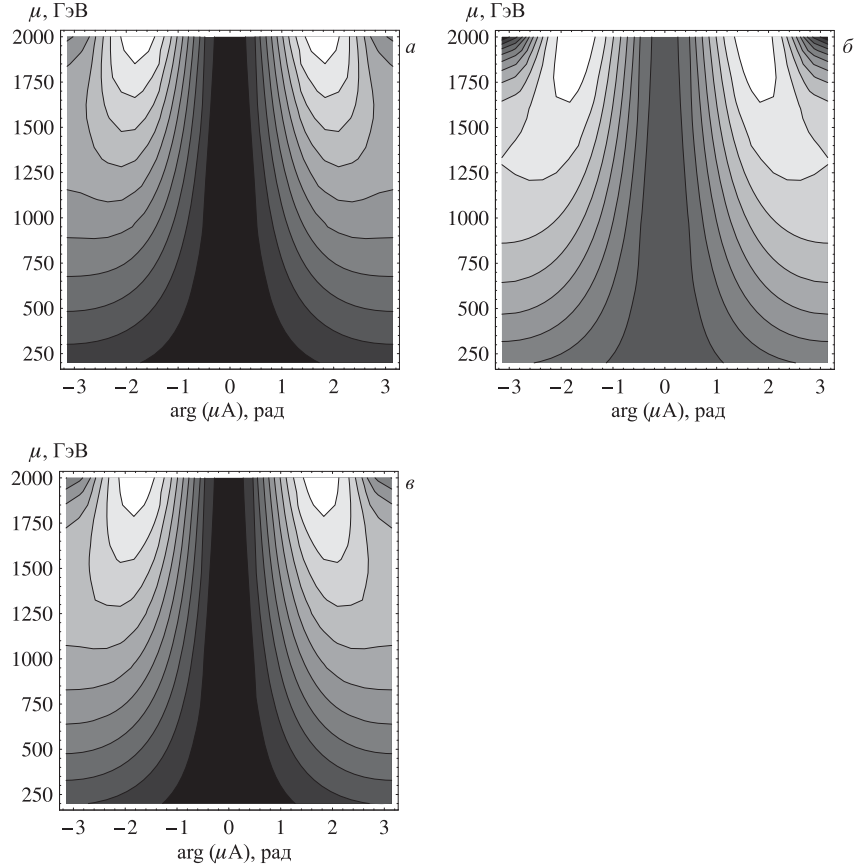


Рис. 17. Контурные графики в зависимости от μ и фазы, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $\text{tg } \beta = 5$, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A = 1$ ТэВ. а) Отклонение (в %) массы легкого бозона Хиггса m_{h_1} от CP -сохраняющего предела $m_h(\varphi = 0)$; б) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хиггса $\Gamma(h_1 \rightarrow gg)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow gg}$ при $\varphi = 0$; в) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хиггса $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow \gamma\gamma}$ при $\varphi = 0$

Для сравнения с результатами пакетов CPsuperH и FeynHiggs на рис. 6, 7 приведены наблюдаемые, вычисленные в [85], где области параметров МССМ описываются в рамках СРХ-сценария [36], для сценариев m_h^{max} и сценариев с сильным подавлением сигнала [35].

Причиной «ступенчатого» поведения на рис. 8 является соглашение об определении состояния h_1 легчайшего бозона Хиггса. Можно заметить на

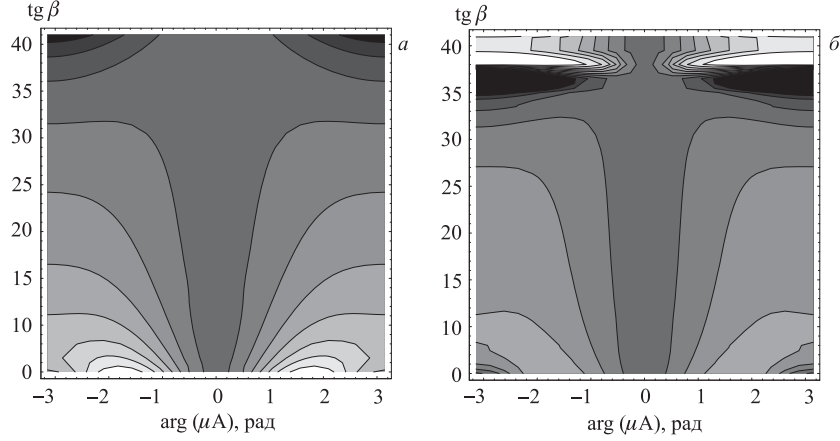


Рис. 18. Контурные графики в зависимости от $\text{tg } \beta$ и фазы, $M_{\text{SUSY}} = 500$ ГэВ, $m_{H^\pm} = 300$ ГэВ, $A = 1$ ТэВ, $\mu = 2$ ТэВ. *а*) Отклонение (в %) массы легкого бозона Хиггса m_{h_1} от CP -сохраняющего предела $m_h(\varphi = 0)$; *б*) отклонение (в %) ширины распада легкого бозона Хиггса $\Gamma(h_1 \rightarrow gg)$ от CP -сохраняющего предела $\Gamma_{h \rightarrow gg}$ при $\varphi = 0$

рис. 14, *б*, что (при относительно малой, ~ 160 ГэВ, массе заряженного бозона Хиггса) для фазы $\text{arg}(\mu A)$ около $\pm 80^\circ$ кривые масс h_1 - и h_2 -состояний (почти) пересекаются, и перестановка состояний необходима, чтобы масса m_{h_1} оставалась наименьшей при любых значениях фазы. При значениях фазы $\text{arg}(\mu A)$ в области сближения кривых для масс h_1 - и h_2 -состояний имеет место значительная примесь псевдоскаляра A в собственном хиггсовском состоянии h_1 (см. рис. 14, *а*).

Выбранный режим СРХ с $m_{H^\pm} = 160$ ГэВ соответствует интересному случаю, когда матрица смешивания a_{ij} недиагональна при $\varphi = 0$. Это обстоятельство иллюстрируется на рис. 14, *б* с m_h , m_H и m_A ($m_H > m_A$ при $\varphi = 0$). Гистограммы на рис. 14, *а* показывают, что h_1 ведет себя больше чем наполовину как «псевдоскаляр» (CP -нечетный скаляр) при $\varphi \sim 85^\circ$, поэтому и константа связи с Z -бозоном резко уменьшается в этой области, приводя к ненаблюдаемости бозона Хиггса в эксперименте.

Вышеприведенные зависимости, как уже упоминалось, соответствуют эффективной теории поля, представляющей собой МССМ на масштабе m_{top} . Радиационные поправки к параметрам λ_i содержат пороговые эффекты (поправки к граничному условию на масштабе M_{SUSY}), соответствующие интегрированию по степеням свободы лишь скалярных кварков. При переходе на масштаб $m_{W,Z}$ возникает необходимость включения пороговых эффектов, соответствующих интегрированию по степеням свободы t -кварка, и учета

влияния (ренормгрупповой) эволюции с масштаба m_{top} до масштаба $m_{W,Z}$. Дополнительные поправки, возникающие при этом, могут быть существенными. Например, убывающая при больших $\text{tg } \beta$ зависимость на масштабе m_{top} становится неубывающей на масштабе $m_{W,Z}$, и др.

4. НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ В ОБЩЕЙ ДДМ. ИНВАРИАНТЫ

В данном разделе обобщается двухдублетная модель сектора Хигса на случай комбинации явного и спонтанного нарушения CP -инвариантности при наличии комплексных параметров и ненулевой фазы вакуумного ожидания дублета Φ_2^* .

Наиболее общие, сохраняющие $U(1)_{EM}$ -симметрию, величины вакуумных ожиданий можно определить** следующим образом:

$$\langle \Phi_{\{a;b\}} \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{v}_{\{a;b\}} \end{pmatrix}, \quad \hat{v}_{\{a;b\}} \equiv \{c_\beta e^{i\eta}; s_\beta e^{i\theta}\}. \quad (109)$$

Без потери общности всегда можно положить $\eta = 0$ с $U(1)_Y$ -вращением, ограничив $U(2)$ -преобразование произвольного базиса $\Phi_{\{a;b\}}$ следующей формой [56,57]:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \Omega & e^{-i\theta} \sin \Omega \\ -e^{i\chi} \sin \Omega & e^{i(\chi-\theta)} \cos \Omega \end{pmatrix}. \quad (110)$$

Суммарная фаза $\theta = \xi + \zeta$ (см. (24)) входит параметром в условия существования локального минимума эффективного хигтсовского потенциала. Фазу ξ удобно выделить (см. (23)) отдельно для анализа ее возможной связи с фазой комплексных матричных элементов СКМ. Аналогичный вопрос исследовался в [103] для упрощенного потенциала ДДМ без членов размерности 2, $\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1$, с действительными параметрами μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$ и спонтанным нарушением CP -инвариантности (т.е. угол относительного разворота дублетов $\xi = 0$, но $\zeta \neq 0$). В данном обзоре рассмотрим более общий случай ДДМ с комплексными параметрами в скалярном двухдублетном потенциале и с ненулевыми фазами ζ и ξ .

Рассмотрим обобщенную ДДМ с комплексными параметрами (в том числе μ_{12}^2 для смешанного массового слагаемого) в скалярном двухдублетном

*Верхняя компонента $\langle \Phi_2 \rangle$ в (24) полагается равной нулю. Иначе требуются дополнительные ограничения на компоненты величины вакуумного ожидания, чтобы существовало безмассовое калибровочное поле (фотон) [102].

**Наша фаза θ соответствует фазе ξ при $\eta = 0$ в [57].

потенциале и с дополнительными фазами ζ и ξ . В п.4.1 показана невозможность проведения корректной процедуры диагонализации в локальном минимуме эффективного скалярного потенциала МССМ в случае только спонтанного нарушения CP -инвариантности. Введение фазы θ при наличии комплексных параметров в потенциале позволяет после диагонализации в локальном минимуме (пп. 4.1 и 4.2) построить вблизи вакуумных ожиданий физический базис бозонов Хиггса, а фаза ξ является источником нарушения CP -инвариантности в заряженных токах, нарушающих аромат кварков. Действительная и мнимая части μ_{12}^2 фиксируются условиями физического минимума эффективного хиггсовского потенциала. При этом можно сделать так, что условия экстремума потенциала будут зависеть от θ , но в $\text{Re } \mu_{12}^2$ останется зависимость от ξ .

Параметры потенциала (27) $\mu_1^2, \mu_2^2, \mu_{12}^2, \lambda_1, \dots, \lambda_7$ и v_1, v_2 в произвольном («genetic») базисе изменятся под действием $U(2)$ -преобразования в изопространстве хиггсовских дублетов

$$\Phi_a \rightarrow U_{ab} \Phi_b, \quad \Phi_a^\dagger \rightarrow \Phi_b^\dagger U_{ba}^\dagger, \quad (111)$$

где матрица преобразования U определена (110). В общей двухдублетной модели хиггсовского сектора рассматривается система двух идентичных скалярных $SU(2)$ -дублетов комплексных скалярных полей. Можно предположить, что физические следствия модели должны быть независимы от выбора базиса в изопространстве дублетов. Например, отношение v_2/v_1 зависит от выбора базиса (выбора независимых скалярных полей дублетов) и с этих позиций не совсем удобно как физический параметр, до тех пор пока базис не зафиксирован однозначно другими дополнительными соображениями (например, типом члена взаимодействия Юкавы).

Лагранжиан юкавского взаимодействия с кварками в ДДМ типа II определяется выражением (20). При переходе к массовому базису кварковых полей в членах взаимодействия с заряженным бозоном Хиггса появляется унитарная матрица смешивания $V_{u^i, dj}$:

$$\frac{m_d \text{tg } \beta}{\sqrt{2}v} \bar{u}_L^i V_{u^i, dj} d_R^j H^+ + \frac{m_u}{\sqrt{2}v \text{tg } \beta} \bar{d}_L^i V_{u^i, dj}^\dagger u_R^j H^-. \quad (112)$$

Если выделить в элементах матрицы смешивания общую фазу $V_{u^i, dj} \rightarrow e^{i\varphi} |V_{u^i, dj}|$, $V_{u^i, dj}^\dagger \rightarrow e^{-i\varphi} |V_{u^i, dj}|$, то члены юкавского взаимодействия примут вид

$$\frac{m_d \text{tg } \beta}{\sqrt{2}v} \bar{u}_L^i e^{i\varphi} |V_{u^i, dj}| d_R^j H^+ + \frac{m_u}{\sqrt{2}v \text{tg } \beta} \bar{d}_L^i e^{-i\varphi} |V_{u^i, dj}| u_R^j H^-, \quad (113)$$

т. е. общую фазу φ можно отождествить с фазой относительного разворота дублетов ξ . Структура подобного рода, однако, не соответствует смешиваниям

в секторе заряженных слабых токов, определяемым матрицей СКМ, где нет универсального комплексного фактора.

В работах [56, 57] развит базисно-независимый формализм, который позволяет непосредственно идентифицировать физические наблюдаемые теории в терминах инвариантов общего $U(2)$ -преобразования в пространстве хиггсовских дублетов. Как пример этого формализма, определены необходимые и достаточные условия для явного CP -нарушения в скалярном секторе. Эти условия очень нетривиальны и могут быть выражены в терминах четырех независимых инвариантов, которые зависят от параметров хиггсовского потенциала.

Если параметры $\mu_{12}^2, \lambda_{5,6,7}$ действительные, эффективный потенциал (27) CP -инвариантен. Нетрудно показать [65, 72, 104], что фазы комплексных параметров $\mu_{12}^2, \lambda_{5,6,7}$ можно устранить $U(1)_Y$ -вращением в пространстве гиперзаряда, если выполняются условия

$$\text{Im}(\mu_{12}^4 \lambda_5^*) = 0, \quad \text{Im}(\mu_{12}^2 \lambda_6^*) = 0, \quad \text{Im}(\mu_{12}^2 \lambda_7^*) = 0. \quad (114)$$

Поскольку нет никаких физических обоснований этих условий «точной настройки» фаз, представляется не вполне убедительным ограничиваться лишь CP -инвариантным потенциалом с действительными параметрами. Если фаза вакуумного среднего $\theta \neq 0$, то CP -инвариантность нарушена спонтанно.

В общем случае величины вакуумных ожиданий являются комплексными (пусть для определенности v_1, v_2 — их абсолютные значения). Как уже было сказано, всегда можно без потери общности положить фазу одного вакуумного среднего равной нулю, выполняя $U(1)_Y$ -вращения. Определим так называемый *хиггсовский базис* в пространстве дублетов, для перехода к которому выполняется такой $U(2)$ -поворот, что вакуумное ожидание нижней компоненты первого дублета будет равно $v/\sqrt{2}$ ($v^2 = v_1^2 + v_2^2$), а второго — нулю. Так как голдстоуновские бозоны должны лежать в плоскости, перпендикулярной «направлениям» вакуумных ожиданий, то верхняя компонента нового первого дублета будет представлять собой не что иное, как заряженное голдстоуновское поле, а мнимая часть нижней компоненты — нейтральное голдстоуновское поле. Естественно получается, что верхняя компонента второго дублета — заряженный хиггсовский бозон, а мнимая часть нижней компоненты — нейтральное псевдоскалярное поле A (CP -нечетное состояние). Действительные части приводят к массовой матрице 2×2 , после диагонализации которой появляются CP -четные состояния нейтральных бозонов Хигса h, H .

Можно показать, что условия минимума, записанные через инварианты в хиггсовском базисе, переходят в известные соотношения в общем (произвольном) базисе при подстановке выражений для инвариантов, а также записать вершины взаимодействия с фермионами, калибровочными бозонами и константы самодействия в обобщенной ДДМ через инварианты.

4.1. Локальный минимум эффективного потенциала. Рассмотрим хиггсовский потенциал с действительными параметрами, CP -инвариантность которого нарушена только спонтанно. В минимуме потенциал представляет собой полином второй степени по $\cos \theta$. Локальный минимум эффективного потенциала (27) достигается при $\lambda_5 > 0$ и

$$\cos \theta = \frac{\mu_{12}^2 - \frac{v_1^2}{2} \lambda_6 - \frac{v_2^2}{2} \lambda_7}{\lambda_5 v_1 v_2}. \quad (115)$$

Если учесть условие диагонализации (77), то получается $\cos \theta = \frac{m_A^2}{\lambda_5 v^2} + 1$. Условие отсутствия экстремума [72, 104] (см. рис. 19)

$$|\cos \theta| > 1 \quad (116)$$

приводит к $m_A^2 > 0$, т. е. при $m_A^2 > 0$ минимум отсутствует. При $\lambda_5 = 0$ условие (115) не имеет решений для θ .

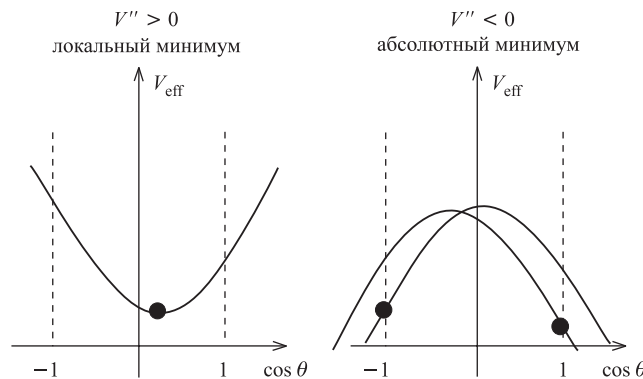


Рис. 19. Экстремумы эффективного потенциала

Но из (70) следует, что параметр λ_5 отрицателен. Тогда достигается локальный максимум, а минимум — абсолютный (наименьшее значение) — достигается на концах интервала $\cos \theta = \pm 1$ (см. рис. 19). В данном случае условие отсутствия экстремума (116) приводит к $m_A^2 > 2|\lambda_5|v^2$. Например, абсолютный минимум при $\theta = 0$ отсутствует при $m_A^2 > 2|\lambda_5|v^2$.

Локальный минимум эффективного потенциала достигается только в частном случае, когда $\arg(\mu_{A,t,b}) = \frac{\pi}{2} + \pi k$ (это случай чисто мнимого значения μ_A , см. (70)).

Таким образом, так как параметр λ_5 отрицателен после интегрирования по степеням свободы скалярных кварковых полей, то в случае действительных μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$ и спонтанного нарушения CP -инвариантности практически не представляется возможной процедура диагонализации массового члена в минимуме эффективного потенциала, во всяком случае, для немалых масс m_A .

В случае комплексных параметров и ненулевой фазы вакуумного среднего для дублета Φ_2 (23), когда CP -инвариантность потенциала нарушена и явно, и спонтанно, т. е. условие для обращения производной потенциала по θ в нуль зависит от действительных и мнимых частей μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$,

$$\begin{aligned} & \cos \theta (2 \operatorname{Im} \mu_{12}^2 - v_1^2 \operatorname{Im} \lambda_6 - v_2^2 \operatorname{Im} \lambda_7) - v_1 v_2 \operatorname{Im} \lambda_5 \cos 2\theta + \\ & + \sin \theta (2 \operatorname{Re} \mu_{12}^2 - v_1^2 \operatorname{Re} \lambda_6 - v_2^2 \operatorname{Re} \lambda_7) - v_1 v_2 \operatorname{Re} \lambda_5 \sin 2\theta = 0. \end{aligned} \quad (117)$$

При этом условия экстремума для $\operatorname{Im} \mu_{12}^2$ и $\operatorname{Re} \mu_{12}^2$ зависят от фазы между вакуумными ожиданиями θ , а при нашем выборе фаз условие экстремума для $\operatorname{Re} \mu_{12}^2$ зависит еще и от фазы ξ (см. (23) и (24)). При действительных μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$ и $\theta \neq 0$ соотношение (117) приводит к (115).

Условия экстремума (обращение в нуль производных потенциала по нижним, нейтральным, действительным и мнимым компонентам полей дублетов) для общего и частного ($\theta = 0$) случаев представлены в виде коэффициентов при параметрах хиггсовского потенциала в табл. 8 (условия экстремума на μ_1^2 и μ_2^2 для общего случая и при $\theta = 0$) и табл. 9 (условия на $\operatorname{Re} \mu_{12}^2$ при $\theta = 0$ и на $\operatorname{Im} \mu_{12}^2$ для общего случая и при $\theta = 0$). Ввиду громоздкости дополнительное условие выбора параметра m_A для $\operatorname{Re} \mu_{12}^2$ в общем случае приведено ниже отдельно.

$$\begin{aligned} & \operatorname{Re} \mu_{12}^2 = \\ & = - \frac{\frac{1}{2} \lambda_2 v^2 \cos \theta \sin^3(2\beta) \sin^2(\theta + \xi)}{3 + (1 - \cos \theta \cos \xi) \left(\cos^4 \beta - \frac{3}{2} \sin^2(2\beta) \right) + \sin^4 \beta + \cos \theta \cos \xi (1 - \sin^4 \beta)} + \\ & + \operatorname{Re} \lambda_5 \frac{v^2 (\cos^4 \beta \cos^2 \xi + \cos^2 \theta \sin^4 \beta + \cos \beta \cos(\theta - \xi) \sin \beta \sin(2\beta))}{\cos^2 \beta \operatorname{ctg} \beta \sec \theta + \cos \xi \sin(2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \operatorname{tg} \beta} - \\ & - \operatorname{Im} \lambda_5 \frac{v^2 (\sin^2(2\beta) \sin(\theta - \xi) + \sin^4 \beta (\sin(2\theta) + \operatorname{tg} \theta) + \cos^4 \beta (\operatorname{tg} \theta - \sin(2\xi)))}{2 (\cos^2 \beta \operatorname{ctg} \beta \sec \theta + \cos \xi \sin(2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \operatorname{tg} \beta)} + \\ & + \operatorname{Re} \lambda_6 \frac{1}{2} v^2 \cos^2 \beta + \operatorname{Im} \lambda_6 \frac{v^2 \cos^3 \beta \sin \beta \sin \xi}{\cos^2 \beta \operatorname{ctg} \beta \sec \theta + \cos \xi \sin(2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \operatorname{tg} \beta} + \end{aligned}$$

Таблица 8. Условия экстремума на μ_1^2 и μ_2^2 для общего случая и при $\theta = 0$

Константы связи	μ_1^2		μ_2^2	
	$\theta \neq 0$	$\theta = 0$	$\theta \neq 0$	$\theta = 0$
λ_1	$v_1^2/2$	$v_1^2/2$	0	0
λ_2	0	0	$v_2^2/2$	$v_2^2/2$
λ_3	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$
λ_4	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$
$\text{Re } \lambda_5$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$
$\text{Im } \lambda_5$	$-\frac{1}{2}v_2^2 \text{tg } \theta$	0	$-\frac{1}{2}v_1^2 \text{tg } \theta$	0
$\text{Re } \lambda_6$	$\frac{1}{2}v_1 v_2 (2 + \cos 2\theta) \sec \theta$	$\frac{3}{2}v_1 v_2$	$\frac{1}{2}v_1^2 \sec \theta \text{ctg } \beta$	$\frac{1}{2}v_1^2 \text{ctg } \beta$
$\text{Im } \lambda_6$	$-v_1 v_2 \sin \theta$	0	0	0
$\text{Re } \lambda_7$	$\frac{1}{2}v_2^2 \sec \theta \text{tg } \beta$	$\frac{1}{2}v_2^2 \text{tg } \beta$	$\frac{1}{2}v_1 v_2 (2 + \cos 2\theta) \sec \theta$	$\frac{3}{2}v_1 v_2$
$\text{Im } \lambda_7$	0	0	$-v_1 v_2 \sin \theta$	0
$\text{Re } \mu_{12}^2$	$-\text{tg } \beta \sec \theta$	$-\text{tg } \beta$	$-\text{ctg } \beta \sec \theta$	$-\text{ctg } \beta$

$$\begin{aligned}
& + \text{Re } \lambda_7 \left(\frac{v^2 \cos^4 \beta (4 \cos (\theta + 2\xi) - 2 \cos (2\theta) \sec \theta) \text{tg } \beta}{4(\cos^2 \beta \text{ctg } \beta \sec \theta + \cos \xi \sin (2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \text{tg } \beta)} + \right. \\
& \left. + \frac{v^2 (2 \sin^2 (2\beta) \cos \xi + 2 \sec \theta \sin^4 \beta - \cos (2\theta + \xi) \sin^2 (2\beta)) \text{tg } \beta}{4(\cos^2 \beta \text{ctg } \beta \sec \theta + \cos \xi \sin (2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \text{tg } \beta)} \right) + \\
& + \text{Im } \lambda_7 \frac{v^2 \sin (2\beta) (2 \cos^2 \beta \cos \xi \sin (\theta + \xi) + \sin^2 \beta (2 \sin \xi + \sin (2\theta + \xi)))}{2(\cos^2 \beta \text{ctg } \beta \sec \theta + \cos \xi \sin (2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \text{tg } \beta)} - \\
& - \text{Im } \mu_{12}^2 \frac{\sin (2\beta) \sin \xi}{\cos^2 \beta \text{ctg } \beta \sec \theta + \cos \xi \sin (2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \text{tg } \beta} + \\
& + m_A^2 \frac{1}{\cos^2 \beta \text{ctg } \beta \sec \theta + \cos \xi \sin (2\beta) + \sec \theta \sin^2 \beta \text{tg } \beta}. \quad (118)
\end{aligned}$$

Если положить $\theta = 0$ и $\xi = 0$, то получаются выражения для условий экстремума, полностью совпадающие с частным случаем только явного нарушения CP -инвариантности (74)–(77).

Примечательно, что в общем случае при подстановке условий физического экстремума из табл. 8 и 9 в (117) получаем тождество (вне зависимости от выражения (118) для $\text{Re } \mu_{12}^2$).

Таблица 9. Условия экстремума на $\text{Re } \mu_{12}^2$ при $\theta = 0$ и на $\text{Im } \mu_{12}^2$ для общего случая и при $\theta = 0$

Константы связи	$\text{Re } \mu_{12}^2$	$\text{Im } \mu_{12}^2$	
	$\theta = 0$ и $\xi = 0$	$\theta \neq 0$	$\theta = 0$
λ_1	0	0	0
λ_2	0	0	0
λ_3	0	0	0
λ_4	0	0	0
$\text{Re } \lambda_5$	$v_1 v_2$	$v_1 v_2 \sin \theta$	0
$\text{Im } \lambda_5$	0	$\frac{1}{2} v_1 v_2 \cos 2\theta \sec \theta$	$\frac{1}{2} v_1 v_2$
$\text{Re } \lambda_6$	$\frac{1}{2} v_1^2$	$\frac{1}{2} v_1^2 \text{tg } \theta$	0
$\text{Im } \lambda_6$	0	$\frac{1}{2} v_1^2$	$\frac{1}{2} v_1^2$
$\text{Re } \lambda_7$	$\frac{1}{2} v_2^2$	$\frac{1}{2} v_2^2 \text{tg } \theta$	0
$\text{Im } \lambda_7$	0	$\frac{1}{2} v_2^2$	$\frac{1}{2} v_2^2$
m_A^2	$\sin \beta \cos \beta$	0	0
$\text{Re } \mu_{12}^2$	—	$-\text{tg } \theta$	0

Условием того, что экстремум является минимумом, является положительность второй производной потенциала по θ :

$$\begin{aligned}
 & -\sin \theta (2 \text{Im } \mu_{12}^2 - v_1^2 \text{Im } \lambda_6 - v_2^2 \text{Im } \lambda_7) + 2v_1 v_2 \text{Im } \lambda_5 \sin 2\theta + \\
 & + \cos \theta (2 \text{Re } \mu_{12}^2 - v_1^2 \text{Re } \lambda_6 - v_2^2 \text{Re } \lambda_7) - 2v_1 v_2 \text{Re } \lambda_5 \cos 2\theta > 0. \quad (119)
 \end{aligned}$$

4.2. Диагонализация эффективного потенциала. Проведем диагонализацию массового члена эффективного потенциала в локальном минимуме в общем случае, используя условия минимума для $\theta \neq 0$ и $\xi \neq 0$, аналогично рассмотренной ранее процедуре. Последовательность процедуры диагонализации примем следующую.

1. Определим \tilde{h} , \tilde{H} , \tilde{A} , \tilde{G}^0 — четыре линейные комбинации независимых полей η_1 , η_2 , χ_1 , χ_2 в системе (22), (23) таким образом, чтобы мода \tilde{G}^0 (голдстоуновская) обладала следующим свойством. В симметричной 4×4 -матрице квадратов масс соответствующие ей строка и столбец имели бы нулевые элементы, т. е. матрица 4×4 вырождалась бы в симметричную матрицу 3×3 . Другими словами, голдстоуновская мода представляет собой линейную комбинацию, которая ортогональна плоскости, образованной «направления-

ми» в пространстве комплексных полей, параллельными вакуумным средним v_1 и $v_2 \exp \{i(\xi + \zeta)\}$. (Напомним, что величины v_1 и v_2 действительные, а $\theta = \xi + \zeta$.) Тогда массовая матрица скалярных полей 4×4 содержит симметричный 3×3 -минор, а ее остальные матричные элементы равны нулю при учете условий экстремума из табл. 8 и 9.

2. Определим ортогональное преобразование для матрицы 3×3 , выбрав угол $\tilde{\alpha}$ поворота в секторе $\tilde{h} - \tilde{H}$ так, чтобы перекрестный член $\tilde{h}\tilde{H}$ обращался в нуль. Это позволит провести диагонализацию аналогично работе [72]. При этом ясно видны предельные переходы от полей и переменных для общего случая ненулевых фаз $\xi \neq 0$, $\theta \neq 0$ (отмеченных ниже символом \sim) к полям и переменным частного случая $\xi = \theta = 0$ (без \sim), а также к пределу CP -сохранения в массовом базисе h, H, A . Учет действительности либо комплексности параметров эффективного потенциала будем проводить при диагонализации матрицы квадратов масс для локального минимума эффективного потенциала.

После диагонализации хиггсовского потенциала с комплексными параметрами в локальном минимуме возникают три физических нейтральных смешанных состояния H_1, H_2, H_3 , не обладающих определенной CP -четностью.

Случай $\xi = 0$, $\theta \neq 0$. В этом случае фаза ξ в системе полей (22), (23) отсутствует, фаза θ совпадает с ζ . Для CP -состояний полей Хиггса получаем

$$\tilde{h} = -\eta_1 \sin \tilde{\alpha} + (\chi_2 \sin \theta + \eta_2 \cos \theta) \cos \tilde{\alpha}, \quad (120)$$

$$\tilde{H} = \eta_1 \cos \tilde{\alpha} + (\chi_2 \sin \theta + \eta_2 \cos \theta) \sin \tilde{\alpha}, \quad (121)$$

$$\tilde{A} = -\chi_1 \sin \beta + (\chi_2 \cos \theta - \eta_2 \sin \theta) \cos \beta, \quad (122)$$

$$\tilde{G}^0 = \chi_1 \cos \beta + (\chi_2 \cos \theta - \chi_2 \sin \theta) \sin \beta. \quad (123)$$

Прямая подстановка этих полей в потенциал (27) приводит к тому, что в симметричной 4×4 -матрице квадратов масс соответствующие голдстоуновской моде строчка и столбец имеют нулевые элементы, т. е. массовая матрица 4×4 вырождается в симметричную матрицу 3×3 при учете условий экстремума из табл. 8 и 9. Ее матричные элементы \tilde{M}_{13} и \tilde{M}_{23} , соответствующие недиагональным членам $\tilde{h}\tilde{A}$ и $\tilde{H}\tilde{A}$ соответственно, в локальном минимуме имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{c}_1 = & -\frac{v^2}{2} (\cos(\tilde{\alpha} + \beta) \cos(2\theta) \operatorname{Im} \lambda_5 - 2 \sin \tilde{\alpha} \cos \beta \cos \theta \operatorname{Im} \lambda_6 + \\ & + 2 \cos \tilde{\alpha} \sin \beta \cos \theta \operatorname{Im} \lambda_7 - \cos(\tilde{\alpha} + \beta) \sin(2\theta) \operatorname{Re} \lambda_5 - \\ & - 2 \sin \tilde{\alpha} \cos \beta \sin \theta \operatorname{Re} \lambda_6 + 2 \cos \tilde{\alpha} \sin \beta \sin \theta \operatorname{Re} \lambda_7); \quad (124) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{c}_2 = & -\frac{v^2}{2}(\sin(\tilde{\alpha} + \beta) \cos(2\theta) \operatorname{Im} \lambda_5 - 2 \cos \tilde{\alpha} \cos \beta \cos \theta \operatorname{Im} \lambda_6 + \\ & + 2 \sin \tilde{\alpha} \sin \beta \cos \theta \operatorname{Im} \lambda_7 + \cos(\tilde{\alpha} + \beta) \sin(2\theta) \operatorname{Re} \lambda_5 - \\ & - 2 \cos \tilde{\alpha} \cos \beta \sin \theta \operatorname{Re} \lambda_6 + 2 \sin \tilde{\alpha} \sin \beta \sin \theta \operatorname{Re} \lambda_7). \end{aligned} \quad (125)$$

В случае $\theta = 0$ они переходят в c_1 и c_2 (91), (92).

Далее путем ортогонального вращения A_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) в $\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A}$ получаем диагональную матрицу

$$(\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A}) \tilde{M}^2 \begin{pmatrix} \tilde{h} \\ \tilde{H} \\ \tilde{A} \end{pmatrix} = (H_1, H_2, H_3) A_{ik}^T \tilde{M}_{kl}^2 A_{lj} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix}, \quad (126)$$

где массовая матрица имеет вид

$$\tilde{M}^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_h^2 & 0 & \tilde{c}_1 \\ 0 & m_H^2 & \tilde{c}_2 \\ \tilde{c}_1 & \tilde{c}_2 & m_A^2 \end{pmatrix}. \quad (127)$$

Квадрат масс физических состояний H_1, H_2, H_3 определяется собственными значениями матрицы \tilde{M}^2 :

$$\begin{aligned} m_{H_1}^2 &= 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta + 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \\ m_{H_2}^2 &= 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta - 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \\ m_{H_3}^2 &= 2\sqrt{-q} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \end{aligned} \quad (128)$$

где

$$\begin{aligned} \Theta &= \arccos \frac{r}{\sqrt{-q^3}}, \quad r = \frac{1}{54}(9a_1 a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), \quad q = \frac{1}{9}(3a_1 - a_2^2), \\ a_1 &= m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - \tilde{c}_1^2 - \tilde{c}_2^2, \quad a_2 = -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2, \\ a_0 &= \tilde{c}_1^2 m_H^2 + \tilde{c}_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2. \end{aligned}$$

В предельном случае $\theta = 0, \xi = 0$ имеет место следующее соответствие: $m_{H_1} \rightarrow m_{h_1}, m_{H_2} \rightarrow m_{h_2}$ и $m_{H_3} \rightarrow m_{h_3}$.

Ненормированные элементы матрицы $A_{ij} = a_{ij}/n_j$, так что $(\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A}) = A_{ij}H_j$, имеют вид [72]

$$\begin{aligned} a_{11} &= ((m_{\tilde{H}}^2 - m_{H_1}^2)(m_{\tilde{A}}^2 - m_{H_1}^2) - \tilde{c}_2^2), \quad a_{21} = \tilde{c}_1\tilde{c}_2, \quad a_{31} = -\tilde{c}_1(m_{\tilde{H}}^2 - m_{H_1}^2), \\ a_{12} &= -\tilde{c}_1\tilde{c}_2, \quad a_{22} = -((m_h^2 - m_{H_2}^2)(m_{\tilde{A}}^2 - m_{H_2}^2) - \tilde{c}_1^2), \\ a_{32} &= \tilde{c}_2(m_h^2 - m_{H_2}^2), \quad a_{13} = -\tilde{c}_1(m_{\tilde{H}}^2 - m_{H_3}^2), \quad a_{23} = -\tilde{c}_2(m_h^2 - m_{H_3}^2), \\ a_{33} &= (m_h^2 - m_{H_3}^2)(m_{\tilde{H}}^2 - m_{H_3}^2), \quad n_i = \pm\sqrt{a_{1i}^2 + a_{2i}^2 + a_{3i}^2}. \end{aligned} \quad (129)$$

Случай $\xi \neq 0, \theta \neq 0$. Общий случай $\xi \neq 0, \theta \neq 0$ практически аналогичен предыдущему. Это связано с произволом добавления угла (фазы) ξ поворота в целом второго дублета относительно первого. Физические поля получаются заменой $\theta \rightarrow \theta - \xi$, и

$$\tilde{h} = -\eta_1 \sin \tilde{\alpha} + (\chi_2 \sin(\theta - \xi) + \eta_2 \cos(\theta - \xi)) \cos \tilde{\alpha}, \quad (130)$$

$$\tilde{H} = \eta_1 \cos \tilde{\alpha} + (\chi_2 \sin(\theta - \xi) + \eta_2 \cos(\theta - \xi)) \sin \tilde{\alpha}, \quad (131)$$

$$\tilde{A} = -\chi_1 \sin \beta + (\chi_2 \cos(\theta - \xi) - \eta_2 \sin(\theta - \xi)) \cos \beta, \quad (132)$$

$$\tilde{G}^0 = \chi_1 \cos \beta + (\chi_2 \cos(\theta - \xi) - \chi_2 \sin(\theta - \xi)) \sin \beta. \quad (133)$$

По сравнению с предыдущим случаем мы заменяем фазу θ на $\theta - \xi$, либо в пределе $\xi \rightarrow 0$ получаем из данного общего случая предыдущий.

4.3. Инварианты и хиггсовский базис. Практически во всех работах по физике бозонов Хиггса используется специфический выбор базиса в пространстве для изодублетов скалярных полей. В произвольном [57] базисе обычно рассматривают поля Хиггса вблизи их величин вакуумного ожидания $\langle \Phi_a^0 \rangle = v_a/\sqrt{2}$ ($a = 1, 2$), с точностью до фазы между вакуумными ожиданиями, и параметр $\text{tg } \beta = v_2/v_1$ играет важную роль в феноменологии. Однако этот параметр не может быть однозначно определенным, потому что он зависит от определения базиса в пространстве скалярных изодублетов (линейных комбинаций скалярных полей нейтральных компонент дублетов). Более того, смысл параметра теряется при переходе к хиггсовскому базису, в котором нетривиальное вакуумное ожидание оказывается только в одном из двух дублетов. Поэтому такой базис считается специально определенным. Можно показать, что параметры потенциала и зависящие от них величины (массы скаляров и их связи), возникающие в хиггсовском базисе, непосредственно являются базисно-независимыми величинами.

Определим хиггсовский базис [56,57] как базис, в котором $\langle \Phi_a^0 \rangle = v/\sqrt{2}$ и $\langle \Phi_b^0 \rangle = 0$. Тогда $\hat{v} = \{1; 0\}$. Хиггсовский базис получается из общего (произвольного) поворотом в пространстве скалярных дублетов

$$\Phi_a = \Phi_1 c_\beta + e^{-i\theta} \Phi_2 s_\beta, \quad \Phi_b = -\Phi_1 s_\beta + e^{i\theta} \Phi_2 c_\beta,$$

так что

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \varphi_a^0 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad \Phi_b = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_b^0 + iA) \end{pmatrix}. \quad (134)$$

Для определения инвариантов представим потенциал (27) в виде [56, 57] наиболее общего перенормируемого и калибровочно-инвариантного полинома двух скалярных дублетов комплексных полей, следуя [56],

$$V = Y_{a\bar{b}}\Phi_a^\dagger\Phi_b + \frac{1}{2}Z_{a\bar{b}c\bar{d}}(\Phi_a^\dagger\Phi_b)(\Phi_c^\dagger\Phi_d), \quad (135)$$

с очевидными ограничениями на $Y_{a\bar{b}}$ и $Z_{a\bar{b}c\bar{d}}$ из условия эрмитовости потенциала. В хиггсовском базисе потенциал записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} U(\Phi_a, \Phi_b) = & Y_1(\Phi_a^\dagger\Phi_a) + Y_2(\Phi_b^\dagger\Phi_b) + [Y_3(\Phi_a^\dagger\Phi_b) + \text{э. с.}] + \\ & + \frac{1}{2}Z_1(\Phi_a^\dagger\Phi_a)^2 + \frac{1}{2}Z_2(\Phi_b^\dagger\Phi_b)^2 + Z_3(\Phi_a^\dagger\Phi_a)(\Phi_b^\dagger\Phi_b) + Z_4(\Phi_a^\dagger\Phi_b)(\Phi_b^\dagger\Phi_a) + \\ & + \left\{ \frac{1}{2}Z_5(\Phi_a^\dagger\Phi_b)(\Phi_a^\dagger\Phi_b) + [Z_6(\Phi_a^\dagger\Phi_a) + Z_7(\Phi_b^\dagger\Phi_b)](\Phi_a^\dagger\Phi_b) + \text{э. с.} \right\}. \quad (136) \end{aligned}$$

При переходе к хиггсовскому базису новые параметры потенциала Y_i , Z_i (вместо $\mu_{1,2,12}^2$, $\lambda_{1,\dots,7}$) являются форминвариантами относительно $U(2)$ -преобразований в пространстве хиггсовских дублетов. Они выражаются через параметры потенциала в произвольном базисе, угол вращения β и фазу вакуумного ожидания нижней компоненты второго дублета. Условия минимума эффективного потенциала, массы физических бозонов Хиггса, константы их взаимодействия можно переписать через инвариантные величины.

Форминварианты в произвольном базисе имеют вид [56, 57]

$$Y_1 = -\mu_1^2 c_\beta^2 - \mu_2^2 s_\beta^2 - \text{Re}(\mu_{12}^2 e^{i\theta}) s_{2\beta}, \quad (137)$$

$$Y_2 = -\mu_1^2 s_\beta^2 - \mu_2^2 c_\beta^2 + \text{Re}(\mu_{12}^2 e^{i\theta}) s_{2\beta}, \quad (138)$$

$$Y_3 = \frac{1}{2}(\mu_1^2 - \mu_2^2) s_{2\beta} - \text{Re}(\mu_{12}^2 e^{i\theta}) c_{2\beta} - i \text{Im}(\mu_{12}^2 e^{i\theta}), \quad (139)$$

и

$$Z_1 = \lambda_1 c_\beta^4 + \lambda_2 s_\beta^4 + \frac{1}{2}\lambda_{345} s_{2\beta}^2 + 2s_{2\beta} [c_\beta^2 \text{Re}(\lambda_6 e^{i\theta}) + s_\beta^2 \text{Re}(\lambda_7 e^{i\theta})], \quad (140)$$

$$Z_2 = \lambda_1 s_\beta^4 + \lambda_2 c_\beta^4 + \frac{1}{2}\lambda_{345} s_{2\beta}^2 - 2s_{2\beta} [s_\beta^2 \text{Re}(\lambda_6 e^{i\theta}) + c_\beta^2 \text{Re}(\lambda_7 e^{i\theta})], \quad (141)$$

$$Z_3 = \frac{1}{4}s_{2\beta}^2[\lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda_{345}] + \lambda_3 - s_{2\beta}c_{2\beta} \text{Re}[(\lambda_6 - \lambda_7) e^{i\theta}], \quad (142)$$

$$Z_4 = \frac{1}{4}s_{2\beta}^2[\lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda_{345}] + \lambda_4 - s_{2\beta}c_{2\beta} \operatorname{Re}[(\lambda_6 - \lambda_7)e^{i\theta}], \quad (143)$$

$$Z_5 = \frac{1}{4}s_{2\beta}^2[\lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda_{345}] + \operatorname{Re}(\lambda_5 e^{2i\theta}) + ic_{2\beta} \operatorname{Im}(\lambda_5 e^{2i\theta}) - \\ - s_{2\beta}c_{2\beta} \operatorname{Re}[(\lambda_6 - \lambda_7)e^{i\theta}] - is_{2\beta} \operatorname{Im}[(\lambda_6 - \lambda_7)e^{i\theta}], \quad (144)$$

$$Z_6 = -\frac{1}{2}s_{2\beta}[\lambda_1 c_{2\beta}^2 - \lambda_2 s_{2\beta}^2 - \lambda_{345}c_{2\beta} - i \operatorname{Im}(\lambda_5 e^{2i\theta})] + c_{\beta}c_{3\beta} \operatorname{Re}(\lambda_6 e^{i\theta}) + \\ + s_{\beta}s_{3\beta} \operatorname{Re}(\lambda_7 e^{i\theta}) + ic_{\beta}^2 \operatorname{Im}(\lambda_6 e^{i\theta}) + is_{\beta}^2 \operatorname{Im}(\lambda_7 e^{i\theta}), \quad (145)$$

$$Z_7 = -\frac{1}{2}s_{2\beta}[\lambda_1 s_{2\beta}^2 - \lambda_2 c_{2\beta}^2 + \lambda_{345}c_{2\beta} + i \operatorname{Im}(\lambda_5 e^{2i\theta})] + s_{\beta}s_{3\beta} \operatorname{Re}(\lambda_6 e^{i\theta}) + \\ + c_{\beta}c_{3\beta} \operatorname{Re}(\lambda_7 e^{i\theta}) + is_{\beta}^2 \operatorname{Im}(\lambda_6 e^{i\theta}) + ic_{\beta}^2 \operatorname{Im}(\lambda_7 e^{i\theta}). \quad (146)$$

Условие экстремума для скалярного потенциала (135) представимо в следующем виде [56, 57]:

$$\hat{v}_a^* \left[Y_{a\bar{b}} + \frac{1}{2}v^2 Z_{a\bar{b}c\bar{d}} \hat{v}_c^* \hat{v}_d \right] = 0. \quad (147)$$

Соответствующие условия минимума скалярного потенциала

$$Y_1 = -\frac{1}{2}Z_1v^2, \quad Y_3 = -\frac{1}{2}Z_6v^2, \quad (148)$$

а масса заряженного бозона Хиггса задается формулой $m_{H^\pm}^2 = Y_2 + \frac{1}{2}Z_3v^2$. Отщепление тяжелых частиц достигается при $Y_2 \gg v^2$ с учетом $|Z_i| \leq \mathcal{O}(1)$.

Соотношения данного раздела связывают параметры хиггсовского потенциала в произвольном и хиггсовском базисе. Рассмотренные $U(2)$ -преобразования являются общими поворотами между различными базисами изодублетов Хиггса ДДМ. Выбор базиса, естественно, произволен, но может быть и физически мотивирован дополнительными симметриями, а также нарушенными симметриями, например, CP -инвариантностью. Наблюдаемые физического хиггсовского сектора предпочтительно выражать через инварианты общего $U(2)$ -преобразования, используя однозначно определяемые параметры.

В частности, если выражения (137)–(146) подставить в условия минимизации, выражения для масс бозонов h , H , A и константы самодействия скаляров, выраженные через инварианты, то должны получиться формулы в произвольном базисе. Рассматривая форминварианты (137)–(146), не следует, однако, упускать из вида, что в МССМ $U(2)$ -поворот в пространстве изодублетов меняет вид взаимодействия Юкавы и лагранжиана *скалярные кварки–бозоны Хиггса*. Заметим при этом, что в модели типа III (см. приложение) физическое содержание общего лагранжиана может и должно остаться неизменным [105].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре подробно рассматривается естественно возникающая (если не ограничивать выбор только действительными параметрами теории) возможность явного нарушения CP -инвариантности двухдублетного эффективного хиггсовского потенциала. Этот механизм нарушения CP -симметрии отличается от известного способа CP -нарушения комплексной матрицей СКМ, и, модифицируя все взаимодействия скаляров с фермионами и калибровочными бозонами, он может приводить к отчетливо выраженной нестандартной физике бозонов Хиггса. Не видно простой связи фазы матрицы СКМ с фазами вакуумных средних и фазой относительного поворота скалярных $SU(2)$ -дублетов; по этой причине с наших позиций представляются заслуживающими дополнительного анализа сценарии с действительной матрицей смешивания типа СКМ в секторе заряженных слабых токов и эффектами CP -нарушения за счет других секторов [62–64].

Феноменологические следствия явного нарушения CP -инвариантности рассмотрены для модели минимальной суперсимметрии, которая оформляется как эффективная теория поля на масштабе порядка массы топ-кварка. Показано, что эффективный потенциал МССМ [75] на масштабе энергий m_Z или m_{top} , много меньших M_{SUSY} , представляет собой общий двухдублетный потенциал (27), параметры которого λ_i выражаются при помощи параметров взаимодействия сектора *скалярные кварки – бозон Хиггса* и масс скалярных кварков, играющих роль регуляторов Паули–Вилларса. На масштабе M_{SUSY} установлены граничные условия (32), модифицированные с учетом взаимодействий (36) скалярных кварков третьего поколения с бозонами Хиггса, для уравнений ренормализационной группы, определяющих эволюцию параметров λ_i , а также констант связи Юкавы $h_{t,b}$ и констант калибровочного взаимодействия $g_{1,2}$. Радиационные поправки к граничным условиям (32) (пороговые поправки) для параметров λ_i на масштабе m_{top} вычислены в рамках метода эффективного потенциала для случая вырожденных масс скалярных кварков.

Эволюция параметров самодействия бозонов Хиггса зависит от возможных взаимодействий со скалярными кварками в модели с мягким нарушением суперсимметрии. Комплексные параметры мягкого нарушения суперсимметрии индуцируют комплексные параметры $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$ эффективного хиггсовского потенциала ДДМ, радиационно нарушая его CP -инвариантность. В рассматриваемом нами характерном случае фаза параметра λ_5 в МССМ равна удвоенной фазе параметров λ_6, λ_7 .

В обзоре содержится 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 стандартного вида [73], с результатами других авторов. Ис-

пользуется характерный сценарий сильного нарушения CP -инвариантности (CPX -сценарий). Анализ показывает, что наряду с ведущими двухпетлевыми поправками к параметрам λ_i необходимо учитывать однопетлевые вклады D -членов, так как они могут быть такого же порядка величины, и вклады от перенормировки поля.

Комплексные параметры эффективного хиггсовского потенциала ДДМ, которые естественно могли бы возникать в минимальной суперсимметрии из-за смешиваний в секторе *скалярные кварки – бозоны Хиггса*, видоизменяют самодействия скалярных полей и индуцируют смешивание бозонов Хиггса. Смешивание бозонов Хиггса приводит к «расщеплению масс» и модифицирует их константы связи с фермионами и калибровочными бозонами. Получен спектр масс бозонов Хиггса, ширины их редких распадов для случая максимального CP -смешивания, т. е. значительного отличия массовых состояний от CP -состояний. Представлены феноменологические следствия как для режима отщепления тяжелых частиц, так и для случая «сильного смешивания» спектра массовых и CP -состояний. При одних и тех же фазах φ массы бозонов Хиггса могут быть как больше, так и меньше массы m_h в МССМ на несколько десятков ГэВ.

Проведено сравнение полученных значений масс и ширин распадов бозонов Хиггса с результатами программ CPsuperH [59] и FeynHiggs [58]. Результаты двух подходов находятся в качественном соответствии, однако точное численное сравнение является затруднительным из-за различия способов учета радиационных поправок. При определенном выборе параметров m_{H^\pm} , $A_{t,b}$, μ и $\tan\beta$ происходит существенный сдвиг зависимостей для масс бозонов Хиггса (а также 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} .

Значительным оказывается влияние CP -нарушения на процессы рождения и распада легкого бозона Хиггса, детектирование которого является первоочередной задачей физических программ на ЛНС и линейных коллайдерах. Вычисления для распада наиболее легкого бозона Хиггса $h \rightarrow b\bar{b}$ свидетельствуют о сильной модельной зависимости для ширины и вероятности распада. Эта зависимость особенно сильно выражена при малых $\tan\beta$, m_{H^\pm} и при больших $A_{t,b}$, μ .

В заключительной части обзора рассматривается обобщенная двухдублетная модель как с комплексными параметрами в скалярном двухдублетном потенциале, так и с комплексными вакуумными средними. Таким образом, имеет место общий случай комбинации спонтанного и явного нарушения CP -инвариантности. Если параметры потенциала действительные, то корректная процедура его диагонализации в локальном минимуме в случае спонтанного нарушения CP -инвариантности не представляется возмож-

ной. Введение фазы относительного разворота хиггсовских изодублетов в случае комплексных параметров потенциала позволяет построить физический базис бозонов Хиггса, а сама фаза может индуцировать нарушение CP -инвариантности в заряженных токах, изменяющих аромат кварков. Найден экстремум эффективного потенциала обобщенной ДДМ при наличии фаз вакуумных средних и относительной фазы изодублетов. Примечательно, что в общем случае при подстановке условий экстремума из табл. 8 и 9 в (117) получаем тождество (вне зависимости от выражения (77) для $\text{Re } \mu_{12}^2$). Фазы относительного разворота скалярных дублетов и вакуумных средних ζ и ξ (24) могут быть ограничены вследствие условий диагонализации массового члена в минимуме, например (77), что позволило бы установить содержательные соотношения между ζ , ξ и переменными пространства параметров МССМ.

В заключение еще раз отметим, что потенциал двухдублетной модели в общем случае не обладает CP -симметрией, а параметры μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$ двухдублетного эффективного потенциала в хиггсовском секторе МССМ, вообще говоря, нужно брать комплексными. Выбор действительных параметров для общей двухдублетной модели не вполне убедителен, поскольку подразумевает, что дополнительно наложены условия (114), физические обоснования которых отсутствуют. В МССМ комплексные параметры эффективного хиггсовского потенциала могут появляться достаточно естественным образом, если предположить, что в секторе скалярных кварков возникают смешивания подобно тому, как появляется смешивание СКМ для трех поколений кварков СМ. Конечно, матрицы смешивания в секторе фермионов и скалярных суперпартнеров фермионов могут сильно различаться. Если эти смешивания приводят к сильному нарушению CP (обсуждение сценариев слабого нарушения CP см. в [106]) и скалярный сектор МССМ достаточно сильно связан (т.е. появляются большие мнимые части параметров μ_{12}^2 , $\lambda_{5,6,7}$), то отличия наблюдаемых эффектов в модели с нарушением CP от стандартных сигналов для рождения бозонов Хиггса на коллайдерах нового поколения могли бы быть очень значительными и могли бы в принципе повлиять на экспериментальные приоритеты [90] для возможностей наблюдения бозона Хиггса в известных каналах $\gamma\gamma$, W^+W^- , Z^0Z^0 , ttH , bbH и др.

Работа выполнена при поддержке Самарского губернского гранта (соглашение № 11Г/2005). Работа М. Н. Дубинина и М. В. Долгополова поддержана грантом РФФИ 04-02-17448, кроме того, работа М. Н. Дубинина — грантами INTAS 03-51-4007, UR 02.03.028 и NS 1685.2003.2. Э. Н. Ахметзянова выражает благодарность за финансовую поддержку фонду «Династия» и МЦФФМ.

Приложение
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЧАСТИЦАМИ СМ

Взаимодействие с кварками. Константы взаимодействия нейтральных бозонов Хиггса с кварками имеют структуру (2), которая и приводит к нарушению CP -инвариантности. Определим константы взаимодействия бозонов Хиггса h_1, h_2, h_3, H^\pm и голдстоуновских бозонов G^0, G^\pm с физическими кварками.

Модель ДДМ типа II. Лагранжиан юкавского взаимодействия типа II имеет вид (20). Для нахождения констант взаимодействия сначала необходимо было привести кварки к их собственным состояниям и диагонализовать матрицы g^{u1}, g^{d2} :

$$g^{u1} \rightarrow U_L^\dagger G^{u1} U_R, \quad g^{d2} \rightarrow D_L^\dagger G^{d2} D_R.$$

Затем осуществляется переход к физическим состояниям полей Хиггса и получаются константы взаимодействия нейтральных бозонов с кварками в ДДМ типа II (в соответствии с [107]).

Взаимодействие	$f_{\{u^i, d^i\}}(S_{\{u^i, d^i\}} + i\gamma_5 P_{\{u^i, d^i\}})$
$\bar{u}^i u^i h_j$	$f_{u^i}(c_\alpha a_{2j} - s_\alpha a_{1j} + i s_\beta a_{3j} \gamma_5) / c_\beta$
$\bar{d}^i d^i h_j$	$f_{d^i}(s_\alpha a_{2j} + c_\alpha a_{1j} + i c_\beta a_{3j} \gamma_5) / s_\beta$
$\bar{u}^i u^i G^0$	$-f_{u^i} i \gamma_5$
$\bar{d}^i d^i G^0$	$f_{d^i} i \gamma_5$

Здесь $f_{\{u^i, d^i\}} = -\frac{eM_{\{u^i, d^i\}}}{2s_W m_W}$. Полученные результаты совпадают с [107].

Мы получили, что константы взаимодействия нейтральных бозонов Хиггса с физическими кварками обладают структурой (2), т. е. являются смесью CP -четного и CP -нечетного слагаемых, что и приводит к нарушению CP -симметрии в исходном лагранжиане.

Далее выделим коэффициенты при заряженных, не изменяющих аромат, токах в ДДМ типа II (в соответствии с [107]).

Взаимодействие	$y_{\{u^i, d^i\}} P_R S_{\{u^i, d^i\}} P_R$
$\bar{u}^i d^i H^+$	$y_{d^i} P_R V_{u^i, d^i} P_R / t_\beta$
$\bar{d}^i u^i H^-$	$y_{u^i} P_R V_{d^i, u^i} P_R t_\beta$
$\bar{u}^i d^i G^+$	$y_{d^i} P_R V_{u^i, d^i} P_R$
$\bar{d}^i u^i G^-$	$-y_{u^i} P_R V_{d^i, u^i} P_R$

Здесь $y_{\{u^i, d^i\}} = -\frac{eM_{\{u^i, d^i\}}}{\sqrt{2}s_W m_W}$.

В работе [72] лагранжиан типа II записан в несколько ином виде — поле Φ_1 взаимодействует с нижними фермионами, а поле Φ_2 — с верхними. Тогда константы взаимодействия нейтральных бозонов Хигса с физическими кварками в ДДМ типа II имеют несколько другой вид (в соответствии с [72]).

Взаимодействие	$f_{\{u^i, d^i\}}(S_{\{u^i, d^i\}} - i\gamma_5 P_{\{u^i, d^i\}})$
$\bar{u}^i u^i h_j$	$f_{u^i}(s_\alpha a_{2j} + c_\alpha a_{1j} - i c_\beta a_{3j} \gamma_5) / s_\beta$
$\bar{d}^i d^i h_j$	$f_{d^i}(c_\alpha a_{2j} - s_\alpha a_{1j} - i s_\beta a_{3j} \gamma_5) / c_\beta$
$\bar{u}^i u^i G^0$	$-f_{u^i} i \gamma_5$
$\bar{d}^i d^i G^0$	$f_{d^i} i \gamma_5$

Изменяются и коэффициенты при заряженных токах, не изменяющих аромат, в ДДМ типа II (в соответствии с [72]).

Взаимодействие	$y_{\{u^i, d^i\}} P_R S_{\{u^i, d^i\}} P_R$
$\bar{u}^i d^i H^+$	$-y_{d^i} P_R t_\beta V_{u^i, d^i} P_R$
$\bar{d}^i u^i H^-$	$-y_{u^i} P_R V_{d^i, u^i} P_R / t_\beta$
$\bar{u}^i d^i G^+$	$y_{d^i} P_R V_{u^i, d^i} P_R$
$\bar{d}^i u^i G^-$	$-y_{u^i} P_R V_{d^i, u^i} P_R$

Модель ДДМ типа III. Рассмотрим лагранжиан (21) юкавского взаимодействия типа III.

Взаимодействие	$f_{\{u^i, d^i\}}(S_{\{u^i, d^i\}} + i\gamma_5 P_{\{u^i, d^i\}})$
$\bar{u}^i u^i h_j$	$f_{u^i}(c_\alpha a_{2j} - s_\alpha a_{1j} + i s_\beta a_{3j} \gamma_5) / c_\beta +$ $+\frac{1}{\sqrt{2}c_\beta}(-c_{\alpha-\beta} a_{1j} - s_{\alpha-\beta} a_{2j} + i a_{3j} \gamma_5) G^{u^i 2}$
$\bar{d}^i d^i h_j$	$f_{d^i}(s_\alpha a_{2j} + c_\alpha a_{1j} + i c_\beta a_{3j} \gamma_5) / s_\beta +$ $+\frac{1}{\sqrt{2}s_\beta}(c_{\alpha-\beta} a_{1j} + s_{\alpha-\beta} a_{2j} + i a_{3j} \gamma_5) G^{d^i 1}$
$\bar{u}^i u^i G^0$	$-f_{u^i} i \gamma_5$
$\bar{d}^i d^i G^0$	$f_{d^i} i \gamma_5$

В данной модели все бозоны Хигса взаимодействуют с верхними и нижними кварками. Поэтому константы их взаимодействия будут иметь более сложную структуру. Выполнены полностью аналогичные преобразования и вычисления, как и в модели типа II, и получены приведенные константы взаимодействия нейтральных бозонов Хигса и голдстоуновских бозонов с кварками в ДДМ типа III. Здесь $G^{d^i 1}$, $G^{u^i 2}$ — диагональные матрицы, полученные в результате диагонализации g^{d^1} и g^{u^2} соответственно:

$$g^{d^1} \rightarrow D_L^\dagger G^{d^1} D_R, \quad g^{u^2} \rightarrow U_L^\dagger G^{u^2} U_R. \quad (149)$$

Коэффициенты при заряженных, не изменяющих аромат токах в ДДМ типа III приведены ниже.

Взаимодействие	$y_{\{u^i, d^i\}} P_R S_{\{u^i, d^i\}} P_R$
$\bar{u}^i d^i H^+$	$y_{d^i} P_R V_{u^i, d^i} P_R / t_\beta + 1/s_\beta P_R V_{u^i, d^i} G^{d^i 1} P_R$
$\bar{d}^i u^i H^-$	$y_{u^i} P_R V_{d^i, u^i} P_R t_\beta + 1/c_\beta P_R V_{d^i, u^i} G^{u^i 2} P_R$
$\bar{u}^i d^i G^+$	$y_{d^i} P_R V_{u^i, d^i} P_R$
$\bar{d}^i u^i G^-$	$-y_{u^i} P_R V_{d^i, u^i} P_R$

Как уже было отмечено, модель типа II является частным случаем модели типа III. Следовательно, все коэффициенты взаимодействия в модели типа III должны в пределе переходить в коэффициенты, вычисленные в модели типа II. Данный предельный переход осуществляется при $G^{d^i 1} \rightarrow 0$, $G^{u^i 2} \rightarrow 0$. Тогда исходный лагранжиан принимает вид (20).

Приводим ниже сравнительную таблицу констант взаимодействия нейтральных бозонов Хиггса с физическими кварками в разных моделях. Константы тройного взаимодействия QQh_j между кварками и бозонами Хиггса нормированы на единицу для СМ. Общий нормировочный множитель $f_{\{u^i, d^i\}} = -\frac{eM_{\{u^i, d^i\}}}{2s_W m_W}$. В правилах Фейнмана для вершин юкавского взаимодействия добавляется множитель i для скалярных констант S и γ_5 для псевдоскалярных P .

Модель	Бозоны Хиггса			
	S_{u^i}	S_{d^i}	P_{u^i}	P_{d^i}
СМ				
H	1	1	0	0
МССМ				
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	$-1/t_\beta$	$-t_\beta$
II тип ДДМ с CP -нарушением [107] $h_j (j=1, 2, 3)$	$\frac{c_\alpha a_{2j} - s_\alpha a_{1j}}{s_\beta}$	$\frac{s_\alpha a_{2j} + c_\alpha a_{1j}}{c_\beta}$	$a_{3j} \operatorname{tg} \beta$	$a_{3j} \operatorname{ctg} \beta$
III тип ДДМ с CP -нарушением [107] $h_j (j=1, 2, 3)$	$\frac{c_\alpha a_{2j} - s_\alpha a_{1j}}{s_\beta} + \frac{1}{\sqrt{2} f_{u^i} s_\beta} (c_{\alpha+\beta} a_{2j} - s_{\alpha+\beta} a_{1j}) G^{u^i 2}$	$\frac{s_\alpha a_{2j} + c_\alpha a_{1j}}{c_\beta} + \frac{1}{\sqrt{2} f_{d^i} c_\beta} (s_{\alpha+\beta} a_{1j} - c_{\alpha+\beta} a_{2j}) G^{d^i 1}$	$a_{3j} + \frac{s_{2\beta} G^{u^i 2}}{\sqrt{2} f_{u^i} s_\beta} \times a_{3j}$	$a_{3j} + \frac{s_{2\beta} G^{d^i 1}}{\sqrt{2} f_{d^i} c_\beta} \times a_{3j}$

Взаимодействие с калибровочными бозонами. В ДДМ вершины взаимодействия нейтральных бозонов Хиггса с калибровочными бозонами отличаются от аналогичных вершин в СМ и имеют вид

$$\begin{aligned} f_V g_{\mu\nu}(c_{\alpha-\beta} a_{21} - s_{\alpha-\beta} a_{11}) & \quad \text{для} \quad V_\mu V^\nu h_1, \\ f_V g_{\mu\nu}(c_{\alpha-\beta} a_{22} - s_{\alpha-\beta} a_{12}) & \quad \text{для} \quad V_\mu V^\nu h_2, \\ f_V g_{\mu\nu}(c_{\alpha-\beta} a_{23} - s_{\alpha-\beta} a_{13}) & \quad \text{для} \quad V_\mu V^\nu h_3, \end{aligned}$$

где $V = W, Z$, $f_W = \frac{e}{\sin \theta_W} m_W$, $f_Z = \frac{e}{\sin \theta_W \cos^2 \theta_W} m_W$. Для вычисления данных вершин запишем необходимую кинетическую часть лагранжиана (26) с (28) в модели с двумя хиггсовскими дублетами, сначала не учитывая слагаемые со смешиванием (т. е. $\kappa = 0$):

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L} = & (\phi_1^- \phi_1^0) \left(\frac{1}{2} g_2 A_\mu^a \sigma^a + \frac{1}{2} g_1 B_\mu \right) \left(\frac{1}{2} g_2 A^{\mu b} \sigma^b + \frac{1}{2} g_1 B^\mu \right) \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} + \\ & + (\phi_2^- \phi_2^0) \left(\frac{1}{2} g_2 A_\mu^a \sigma^a + \frac{1}{2} g_1 B_\mu \right) \left(\frac{1}{2} g_2 A^{\mu b} \sigma^b + \frac{1}{2} g_1 B^\mu \right) \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

где через ϕ_i^- обозначено $(\phi_i^+)^*$. Явное произведение матриц приводит к выражению

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L} = & \frac{1}{4} (\phi_1^- \phi_1^+ + (\phi_1^0)^2) (g_2^2 ((A_\mu^1)^2 + (A_\mu^2)^2 + (A_\mu^3)^2) + g_1^2 B_\mu B^\mu) + \\ & + \frac{1}{2} (\phi_1^- \phi_1^+ - (\phi_1^0)^2) (g_2 g_1 A_\mu^3 B^\mu) + (\dots \phi_1 \rightarrow \phi_2 \dots). \end{aligned}$$

Далее перейдем к физическим состояниям полей бозонов Хиггса и калибровочных бозонов и выделим коэффициент при множителе вида $V_\mu V^\nu h_i$. Три поля массивных векторных бозонов обозначим стандартным образом [108]:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \mp i A_\mu^2), \quad Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} (g_2 A_\mu^3 - g_1 B_\mu).$$

Четвертое поле, ортогональное Z_μ^0 , остается безмассовым и отождествляется с векторным потенциалом электромагнитного поля:

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} (g_1 A_\mu^3 + g_2 B_\mu).$$

Переход в ДДМ с явным CP -нарушением осуществляется путем преобразования $(h, H, A) = a_{ij} h_j$.

Таким образом, например, вершина $Z_\mu Z^\mu h_1$ -взаимодействия отличается от СМ (ZZh) и представляется выражением

$$\frac{e}{\sin \theta_W \cos^2 \theta_W} m_W (c_{\alpha-\beta} a_{21} - s_{\alpha-\beta} a_{11}). \quad (150)$$

Коэффициент при комбинации $W_\mu W^\nu h_j$ в $\Delta\mathcal{L}$ следующий:

$$\frac{1}{8} v g_2^2 (\cos(\alpha - \beta) a_{2j} - \sin(\alpha - \beta) a_{1j}). \quad (151)$$

Учитывая $g_2 = \frac{e}{\sin \theta_W}$, $m_W = g_2 \frac{v}{2}$, получаем выражение (150), совпадающее с приведенными в работе [72].

Заметим, что теоретически возможно существование в кинетическом члене лагранжиана двухдублетной модели смешанного слагаемого, т. е. полный лагранжиан имеет вид (26) (см. также сноску на с. 1304). В связи с этим необходимо обсудить ограничения на действительную и мнимую части параметра κ для физического спектра бозонов Хиггса. Требуется отсутствие смешанных кинетических членов в массовом базисе бозонов Хиггса и равенство $1/2$ коэффициентов при диагональных кинетических слагаемых (диагональная 4×4 -матрица кинетических членов). Получающаяся система из десяти уравнений имеет решение практически только при нулевых действительной и мнимой частях κ . Другие решения (области параметров m_A , $A_{t,b}$, μ , $\text{tg } \beta$, M_{SUSY}) не соответствуют физическому спектру бозонов Хиггса для локального минимума эффективного потенциала. Кроме того, достаточно жесткие ограничения на ненулевую действительную часть κ могут быть получены из экспериментальных данных по массам W - и Z -бозонов (см. ниже).

Рассмотрим лагранжиан (26). Без учета смешивания коэффициенты при множителях $(\mathcal{D}_\mu h_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_j)$ с $i \neq j$ и при $(\mathcal{D}_\mu h_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu G_0)$ и $(\mathcal{D}_\mu G_0)^\dagger (\mathcal{D}^\mu G_0)$ тождественно равны 0 и $1/2$ при $(\mathcal{D}_\mu h_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_j)$ с $i = j$. Следовательно, для сохранения нормировки в слагаемых со смешиванием должно выполняться тождественное равенство нулю всех указанных коэффициентов. Для нахождения их в явном виде рассмотрим часть лагранжиана со смешиванием. Перейдем к физическим состояниям полей и выделим необходимые коэффициенты. Получим десять уравнений:

$$1) \text{ при } (\mathcal{D}_\mu h_1)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_2):$$

$$\text{Im } \kappa ((a_{32} a_{21} + a_{22} a_{31}) c_{\alpha-\beta} - (a_{12} a_{31} + a_{11} a_{32}) s_{\alpha-\beta}) + \\ + \text{Re } \kappa ((a_{12} a_{21} + a_{11} a_{22}) c_{2\alpha} + (a_{21} a_{22} - a_{11} a_{12}) s_{2\alpha} - a_{31} a_{32} s_{2\beta}) = 0;$$

$$2) \text{ при } (\mathcal{D}_\mu h_1)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_3):$$

$$\text{Im } \kappa ((a_{33} a_{21} + a_{23} a_{31}) c_{\alpha-\beta} - (a_{13} a_{31} + a_{11} a_{33}) s_{\alpha-\beta}) + \\ + \text{Re } \kappa ((a_{13} a_{21} + a_{11} a_{23}) c_{2\alpha} + (a_{21} a_{23} - a_{11} a_{13}) s_{2\alpha} - a_{31} a_{33} s_{2\beta}) = 0;$$

3) при $(\mathcal{D}_\mu h_2)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_3)$:

$$\begin{aligned} & \text{Im } \kappa((a_{33}a_{22} + a_{23}a_{32})c_{\alpha-\beta} - (a_{13}a_{32} + a_{12}a_{33})s_{\alpha-\beta}) + \\ & + \text{Re } \kappa((a_{13}a_{22} + a_{12}a_{23})c_{2\alpha} + (a_{22}a_{23} - a_{12}a_{13})s_{2\alpha} - a_{32}a_{33}s_{2\beta}) = 0; \end{aligned}$$

4) при $(\mathcal{D}_\mu h_1)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_1)$:

$$\begin{aligned} & \text{Im } \kappa(2(a_{21}a_{31}c_{\alpha-\beta} - a_{11}a_{31}s_{\alpha-\beta}) + \\ & + \text{Re } \kappa(2a_{11}a_{21}c_{2\alpha} + (a_{21}^2 - a_{11}^2)s_{2\alpha} - a_{31}^2s_{2\beta}) = 0; \end{aligned}$$

5) при $(\mathcal{D}_\mu h_2)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_2)$:

$$\begin{aligned} & \text{Im } \kappa(2(a_{22}a_{32}c_{\alpha-\beta} - a_{12}a_{32}s_{\alpha-\beta}) + \\ & + \text{Re } \kappa(2a_{12}a_{22}c_{2\alpha} + (a_{22}^2 - a_{12}^2)s_{2\alpha} - a_{32}^2s_{2\beta}) = 0; \end{aligned}$$

6) при $(\mathcal{D}_\mu h_3)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_3)$:

$$\begin{aligned} & \text{Im } \kappa(2(a_{23}a_{33}c_{\alpha-\beta} - a_{13}a_{33}s_{\alpha-\beta}) + \\ & + \text{Re } \kappa(2a_{13}a_{23}c_{2\alpha} + (a_{23}^2 - a_{13}^2)s_{2\alpha} - a_{33}^2s_{2\beta}) = 0; \end{aligned}$$

7) при $(\mathcal{D}_\mu G_0)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_1)$:

$$\text{Re } \kappa a_{31}c_{2\beta} - \text{Im } \kappa(a_{11}c_{\alpha-\beta} + a_{21}s_{\alpha-\beta}) = 0;$$

8) при $(\mathcal{D}_\mu G_0)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_2)$:

$$\text{Re } \kappa a_{32}c_{2\beta} - \text{Im } \kappa(a_{12}c_{\alpha-\beta} + a_{22}s_{\alpha-\beta}) = 0;$$

9) при $(\mathcal{D}_\mu G_0)^\dagger (\mathcal{D}^\mu h_3)$:

$$\text{Re } \kappa a_{33}c_{2\beta} - \text{Im } \kappa(a_{13}c_{\alpha-\beta} + a_{23}s_{\alpha-\beta}) = 0;$$

10) при $(\mathcal{D}_\mu G_0)^\dagger (\mathcal{D}^\mu G_0)$: $\text{Re } \kappa s_{2\beta} = 0$.

Данная система из десяти уравнений имеет решение практически только при нулевых действительной и мнимой частях κ . Если решения не нулевые, то константы взаимодействия бозонов Хиггса с калибровочными, приведенные, например, в [72], изменятся на некоторое слагаемое, пропорциональное κ . Рассчитаем его. Для этого найдем необходимую «смешанную» часть лагранжиана, учитывая, что ковариантная производная имеет вид (28):

$$\begin{aligned} \Delta L_{\text{mix}} = & \kappa(\phi_1^- \phi_1^0) \left(\frac{1}{2}g_2 A_\mu^a \sigma^a + \frac{1}{2}g_1 B_\mu \right) \left(\frac{1}{2}g_2 A^{\mu b} \sigma^b + \frac{1}{2}g_1 B^\mu \right) \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} + \\ & + \kappa^*(\phi_2^- \phi_2^0) \left(\frac{1}{2}g_2 A_\mu^a \sigma^a + \frac{1}{2}g_1 B_\mu \right) \left(\frac{1}{2}g_2 A^{\mu b} \sigma^b + \frac{1}{2}g_1 B^\mu \right) \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

После явного перемножения

$$\Delta L_{\text{mix}} = (\kappa + \kappa^*) \left(g_2^2 \frac{1}{4} (\phi_1^- \phi_2^+ + \phi_1^0 \phi_2^0) (g_2^2 ((A_\mu^1)^2 + (A_\mu^2)^2 + (A_\mu^3)^2) + g_1^2 B_\mu B^\mu) + \frac{1}{2} (\phi_1^- \phi_2^+ - (\phi_1^0)(\phi_2^0)) (g_2 g_1 A_\mu^3 B^\mu) \right).$$

Перейдем к физическим состояниям полей и выделим коэффициенты при $W_\mu W^\mu h_j$. Для их получения от комбинации $(\phi_1^- \phi_2^+ \pm \phi_1^0 \phi_2^0)$ достаточно оставить лишь $\phi_1^0 \phi_2^0$:

$$\phi_1^0 \phi_2^0 = (v_1 + \eta_1 + i\chi_1)(v_2 + \eta_2 + i\chi_2) = v(Hs_{\alpha+\beta} + hc_{\alpha+\beta}). \quad (152)$$

Так, вершина взаимодействия бозона Хигса и W -бозонов имеет вид

$$WWh_j \rightarrow g_2^2 (\kappa + \kappa^*) v (a_{2j} s_{\alpha+\beta} + a_{1j} c_{\alpha+\beta}). \quad (153)$$

Учитывая $v = \frac{2m_W}{g_2}$ и $g_2 = \frac{e}{s_W}$, получаем

$$WWh_1 \rightarrow \frac{1}{2} f_W \text{Re } \kappa (a_{2j} s_{\alpha+\beta} + a_{1j} c_{\alpha+\beta}). \quad (154)$$

При наличии в кинетическом слагаемом смешивания масса W -бозона становится равной

$$m_W^* = \sqrt{\frac{1}{4} g_2^2 v^2 (1 + s_{2\beta} \text{Re } \kappa)}. \quad (155)$$

Масса Z -бозона

$$m_Z^* = \sqrt{\frac{1}{4} (g_2^2 + g_1^2) v^2 (1 + s_{2\beta} \text{Re } \kappa)}. \quad (156)$$

Очевидно, что при $\text{Re } \kappa = 0$ массы калибровочных бозонов переходят в известные стандартные выражения в древесном приближении. Несмотря на полученную зависимость масс калибровочных бозонов от κ , отметим еще раз, что при наличии смешанного кинетического члена не удастся построить диагональную 4×4 -матрицу кинетических членов бозонов Хигса совместно с диагональной матрицей для их массового члена. Из соотношения (155), учитывая экспериментально найденное значение массы W -бозона $m_W = (80,447 \pm 0,042)$ ГэВ [109] и $g_2 = \frac{e}{\sin \theta_W}$, получаем следующее ограничение на $\text{Re } \kappa$:

$$\text{Re } \kappa = \frac{0,028778 \div 0,0327158}{2s_{2\beta}}.$$

Кроме того, еще раз отметим, что уравнения, накладывающие условия на параметр κ , имеют решения практически только при $\kappa = 0$. В дальнейшем смешивание в кинетическом слагаемом не учитывается, хотя при желании его можно учесть с помощью приведенных здесь результатов.

Режим отщепления тяжелых частиц. В общей ДДМ имеется три нейтральных и один заряженный хиггсовские бозоны. Если все эти скаляры имеют близкие массы, то можно ожидать, что они проявятся в эксперименте почти одновременно. Однако при некотором наборе параметров в теории может реализоваться режим отщепления тяжелых частиц. В этом случае остается один относительно легкий скаляр, а все остальные хиггсовские бозоны «уходят» высоко вверх по шкале масс. Если такой режим реализуется в природе, то в будущих экспериментах будет очень трудно различить СМ и двухдублетную модель в режиме отщепления.

В эффективной теории поля можно оценить поведение теории, характеризуемой двумя различными массовыми масштабами $M_L < M_S$, интегрируя по всем частицам с массами порядка M_S , полагая, что все константы взаимодействия низкоэнергетической эффективной теории, включая частицы с массами порядка M_L , могут оставаться фиксированными. Низкоэнергетическая эффективная теория ДДМ, если она существует, должна соответствовать случаю, когда один из хиггсовских дублетов «выпадает за знак интегрирования». Таким образом, данная теория полностью эквивалентна CP -инвариантному одnodублетному хиггсовскому сектору СМ. Электрослабая шкала при этом отождествляется с масштабом $v = 246$ ГэВ. Массы бозонов H^\pm , H , A должны быть порядка $\mathcal{O}(M_S)$, в то время как m_h — порядка $\mathcal{O}(v)$.

Данные результаты можно проиллюстрировать следующим образом. Пусть все хиггсовские константы самодействия по модулю $|\lambda_i|$ не превосходят 1, при этом m_A^2 много больше $|\lambda_i|v^2$ и

$$m_h \approx M_L = \mathcal{O}(v), \quad m_H, m_A, m_{H^\pm} \approx M_S + \mathcal{O}\left(\frac{v^2}{M_S}\right),$$

$$\cos^2(\beta - \alpha) \approx \mathcal{O}\left(\frac{v^4}{M_S^4}\right).$$

Это и является пределом отщепления тяжелых частиц [104].

Можно сформулировать альтернативное условие для режима отщепления тяжелых частиц [104]. Во-первых, предполагаем реализацию следующих особых случаев. Если ни $\operatorname{tg} \beta$, ни $\operatorname{ctg} \beta$ не стремятся к нулю, то $|\mu_{12}^2|$ много больше $|\lambda_i|v^2$. С другой стороны, если μ_{12}^2 порядка $\mathcal{O}(v^2)$, то $\operatorname{tg} \beta$ и $\operatorname{ctg} \beta$ много больше 1. Далее, если $\lambda_7 < 0$ ($\lambda_6 < 0$), то μ_{11}^2 много больше $\mathcal{O}(v^2)$ (μ_{22}^2 много больше $\mathcal{O}(v^2)$). Все эти условия зависят от определенного выбора базиса полей Φ_1 и Φ_2 .

Обратимся к результатам для масс и CP -четных углов смешивания хиггсовских бозонов в пределе отщепления тяжелых частиц. Существуют два

эквивалентных ряда параметров: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$ и $m_h^2, m_H^2, \mu_{12}^2, m_{H^\pm}^2, m_A^2$. Определим следующие три линейные комбинации λ_i :

$$\begin{aligned}\lambda &\equiv \lambda_1 c_\beta^4 + \lambda_2 s_\beta^4 + \frac{1}{2} \lambda_{345} s_{2\beta}^2 + 2\lambda_6 c_\beta^2 c_{2\beta} + 2\lambda_7 s_\beta^2 s_{2\beta}, \\ \bar{\lambda} &\equiv \frac{1}{2} s_{2\beta} [\lambda_1 c_\beta^2 - \lambda_2 s_\beta^2 - \lambda_{345} c_{2\beta}] - \lambda_6 c_\beta c_{3\beta} - \lambda_7 s_\beta^2 s_{3\beta}, \\ \lambda_A &\equiv c_{2\beta} (\lambda_1 c_\beta^2 - \lambda_2 s_\beta^2) + \lambda_{345} s_{2\beta}^2 - \lambda_5 + 2\lambda_6 c_\beta s_{3\beta} - 2\lambda_7 s_\beta c_{3\beta}.\end{aligned}$$

При этом полагаем $c_{\beta-\alpha} \rightarrow 0$, что соответствует пределу отщепления тяжелых частиц. Предполагая, что $\alpha \equiv \beta - \pi/2$, можно преобразовать $c_{\beta-\alpha}$:

$$\begin{aligned}c_\alpha &= s_\beta + c_\beta c_{\beta-\alpha} - \frac{1}{2} s_\beta c_{\beta-\alpha}^2 + \mathcal{O}(c_{\beta-\alpha}^3), \\ s_\alpha &= -c_\beta + s_\beta c_{\beta-\alpha} + \frac{1}{2} c_\beta c_{\beta-\alpha}^2 + \mathcal{O}(c_{\beta-\alpha}^3).\end{aligned}$$

В результате получаем

$$\begin{aligned}m_A^2 &\approx v^2 \left[\frac{\bar{\lambda}}{c_{\beta-\alpha}} + \lambda_A - \frac{3}{2} \bar{\lambda} c_{\beta-\alpha} \right], \quad m_h^2 \approx v^2 (\lambda - \bar{\lambda} c_{\beta-\alpha}), \\ m_H^2 &\approx v^2 \left[\frac{\bar{\lambda}}{c_{\beta-\alpha}} + \lambda - \frac{1}{2} \bar{\lambda} c_{\beta-\alpha} \right] \equiv m_A^2 + (\lambda - \lambda_A + \bar{\lambda} c_{\beta-\alpha}) v^2, \quad (157) \\ m_{H^\pm}^2 &\approx v^2 \left[\frac{\bar{\lambda}}{c_{\beta-\alpha}} + \lambda_A + \frac{1}{2} (\lambda_5 - \lambda_4) - \frac{3}{2} \bar{\lambda} c_{\beta-\alpha} \right] = m_A^2 + \frac{1}{2} (\lambda_5 - \lambda_4) v^2.\end{aligned}$$

Для существования предела $c_{\beta-\alpha} \rightarrow 0$ требуем, чтобы $m_H > m_h$. Таким образом, $m_A^2 > v^2 (\lambda_A - 2\bar{\lambda} c_{\beta-\alpha})$.

Наконец, можно получить

$$\mu_{12}^2 \approx v^2 s_\beta c_\beta \left[\frac{\bar{\lambda}}{c_{\beta-\alpha}} + \lambda_A + \lambda_5 + \frac{1}{2} \lambda_6 \operatorname{ctg} \beta + \frac{1}{2} \lambda_7 \operatorname{tg} \beta - \frac{3}{2} \bar{\lambda} c_{\beta-\alpha} \right].$$

Данный результат подтверждает вышеприведенное альтернативное условие режима отщепления тяжелых частиц, если значение β не очень близко к 0 или $\pi/2$.

Существенность полученного выражения для m_h^2 очевидна, если заметить, что предел отщепления тяжелых частиц соответствует отщеплению тяжелых бозонов Хиггса второго дублета. В этом случае результирующая низкоэнергетическая теория есть модель с одним хиггсовским дублетом с соответствующим скалярным потенциалом $V = m^2(\Phi^\dagger \Phi) + \frac{1}{2} \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$, где $m^2 \equiv -\mu_{11}^2 c_\beta^2 - \mu_{22}^2 s_\beta^2 - 2\mu_{12}^2 s_\beta c_\beta$. Используя условия минимума потенциала,

получаем ожидаемое $v^2 = -2m^2/\lambda$ и $m_h^2 = \lambda v^2$, последнее согласуется с пределом $c_{\beta-\alpha} \rightarrow 0$ в (157).

Можно переписать выражение для $\cos(\beta - \alpha)$ в следующем виде:

$$\cos(\beta - \alpha) \approx \frac{\bar{\lambda}v^2}{m_A^2 - \lambda_A v^2} \approx \frac{\bar{\lambda}v^2}{m_H^2 - m_h^2}.$$

Заметим, что данное выражение также используют для определения предела отщепления тяжелых частиц, знак $\cos(\beta - \alpha)$ задается знаком $\bar{\lambda}$.

Феноменология модели с двумя хиггсовскими дублетами в деталях зависит от различных констант взаимодействия хиггсовских бозонов с калибровочными бозонами и с фермионами. Константы взаимодействия бозонов Хиггса с калибровочными бозонами следуют из калибровочной инвариантности и, таким образом, являются модельно-независимыми: $g_{hVV} = g_V m_V s_{\beta-\alpha}$, $g_{HVV} = g_V m_V c_{\beta-\alpha}$, где $g_V \equiv 2m_V/v$ для $V = W, Z$. Калибровочная инвариантность также определяет тройные константы θ_W взаимодействия калибровочного бозона с двумя бозонами Хиггса:

$$g_{hAZ} = \frac{g_2 c_{\beta-\alpha}}{2 \cos \theta_W}, \quad g_{HAZ} = \frac{-g_2 s_{\beta-\alpha}}{2 \cos \theta_W}.$$

Константы взаимодействия хиггсовских бозонов со следующими парами скалярных и векторных бозонов пропорциональны $\cos(\beta - \alpha)$: HW^+W^- , HZZ , ZAh , $W^\pm H^\mp h$, $ZW^\pm H^\mp h$, $\gamma W^\pm H^\mp h$; константы, пропорциональные $\sin(\beta - \alpha)$: hW^+W^- , hZZ , ZAH , $W^\pm H^\mp H$, $ZW^\pm H^\mp H$, $\gamma W^\pm H^\mp H$.

Константы взаимодействия бозонов Хиггса с фермионами, а также трехчастичного и четырехчастичного самодействий бозонов Хиггса зависят от модели. После определения ряда параметров соответствующие лагранжиан и потенциал приведены в [104].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Christenson J. H. et al. Evidence for the 2π Decay of the $K^0(2)$ -Meson // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138–140.
2. Kobayashi M., Maskawa T. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction // Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652–657.
3. 'tHooft G. Symmetry Breaking through Bell–Jackiw Anomalies // Phys. Rev. Lett. B. 1976. V. 37. P. 8–11.
4. Шабалин Е. П. Что может дать дальнейшее изучение нарушения CP - и T -симметрии и проверка CPT -инвариантности // УФН. 2001. Т. 171. С. 951–976.
5. Georgi H. A Model of Soft CP Violation // Hadr. J. Phys. 1978. V. 1. P. 155–168.
6. Lee T. D. A Theory of Spontaneous T Violation // Phys. Rev. D. 1973. V. 8. P. 1226–1239.

7. *Glashow S. L.* Partial Symmetries of Weak Interactions // *Nucl. Phys. B.* 1961. V. 22. P. 579–588;
Глэшоу Ш. На пути к объединенной теории — нити в гобелене // *УФН.* 1980. Т. 132. С. 219–228;
Weinberg S. A Model of Leptons // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 1264–1266;
Вайнберг С. Идеиные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий // *УФН.* 1980. Т. 132. С. 210–217;
Salam A. Weak and Electromagnetic Interactions // *Proc. of the 8th Nobel Symp. «Elementary Particle Theory» / Ed. N. Svartholm. Stockholm, 1968. P. 367–377;*
Салам А. Калибровочное объединение фундаментальных сил // *УФН.* 1980. Т. 132. С. 229–253.
8. *Gross D. J., Wilczek F.* Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories // *Phys. Rev. Lett.* 1973. V. 30. P. 1343–1346;
Politzer H. D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? // *Ibid.* P. 1346–1349.
9. *Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.* Weak Interactions with Lepton–Hadron Symmetry // *Phys. Rev. D.* 1970. V. 2. P. 1285–1292.
10. *Fritzsch H., Gell-Mann M.* // *Proc. of the XVI Intern. Conf. on High Energy Physics. Fermilab, 1972.*
11. *Fritzsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H.* Advantages of the Color Octet Gluon Picture // *Phys. Lett. B.* 1973. V. 47. P. 365–368.
12. *Langacker P.* Recent Developments in Precision Electroweak Physics // *J. Phys. G.* 2003. V. 29. P. 1–8.
13. *Сончак А.* Ключевые результаты по физике бозонов Хиггса на LEP // *ЭЧАЯ.* 2005. Т. 36, вып. 1. С. 126–145;
Ольшевский А. Г. Прецизионная проверка стандартной модели в экспериментах на LEP // *ЭЧАЯ.* 2003. Т. 34, вып. 5. С. 1091–1124.
14. *Higgs P.* Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields // *Phys. Lett.* 1964. V. 12. P. 132–133; Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 508–509; Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons // *Phys. Rev.* 1966. V. 145. P. 1156–1163;
Brout R., Englert F. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 321–322;
Kibble T. W. B. Symmetry Breaking in Nonabelian Gauge Theories // *Phys. Rev.* 1967. V. 155. P. 1554–1561;
Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B. Global Conservation Laws and Massless Particles // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 585–587.
15. *Dine M. et al.* Towards the Theory of the Electroweak Phase Transition // *Phys. Rev. D.* 1992. V. 46. P. 550–571.
16. *Linde A.* Dynamical Symmetry Restoration and Constraints on Masses and Coupling Constants in Gauge Theories // *JETP Lett.* 1976. V. 23. P. 64–67; *Письма в ЖЭТФ.* 1976. Т. 23. С. 73–76.
17. *Weinberg S.* Mass of the Higgs Boson // *Phys. Rev. Lett.* 1976. V. 36. P. 294–296.
18. *Susskind L.* The Gauge Hierarchy Problem, Technicolor, Supersymmetry, and All That // *Phys. Rep.* 1984. V. 104. P. 181–193.
19. *Gunion J. F. et al.* *The Higgs Hunter’s Guide.* Reading, MA: Addison-Wesley, 1990.
20. *Inoue K. 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 // *Ibid.* V. 68. P. 927–946; 1983. V. 70. P. 330–330(E);
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.

21. *Gunion J. F., Haber H. E.* Higgs Bosons in Supersymmetric Models (I) // Nucl. Phys. B. 1986. V. 272. P. 1–76; 1993. V. 402. P. 567–578(E); Higgs Bosons in Supersymmetric Models (II). Implications for Phenomenology // Nucl. Phys. B. 1986. V. 278. P. 449–492.
22. *Akhmetzyanova E. N., Dolgoplov M. V., Dubinin M. N.* Higgs Bosons in the Two-Doublet Model with CP Violation // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. P. 075008.
23. *Nilles H. P.* Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics // Phys. Rep. 1984. V. 110. P. 1–162;
Haber H., Kane G. The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model // Phys. Rep. 1985. V. 117. P. 75–263.
24. *Kazakov D. I.* Beyond the Standard Model. hep-ph/0411064; Supersymmetry in Particle Physics: The Renormalization Group Viewpoint. Dubna; M.: JINR; ITEP, 2000. 45 p.; Review talk given at the Conf. on Renormalization Group Theory at the Turn of the Millenium (RG-2000), Taxco, Mexico, Jan. 11–15, 1999 // Phys. Rep. 2001. V. 344. P. 309–353.
25. *Maiani L.* All You Need to Know about the Higgs Boson // Proc. of the 1979 Gif-sur-Yvette Summer School on Particle Physics, 1979. P. 1–52;
't Hooft G. Recent Developments in Gauge Theories // Proc. of the NATO Advanced Study Institute, Cargese, 1979 / Eds. 't Hooft G. et al. N. Y., 1980;
Witten E. Mass Hierarchies in Supersymmetric Theories // Phys. Lett. B. 1981. V. 105. P. 267–271.
26. *Dimopoulos S., Georgi H.* Softly Broken Supersymmetry and $SU(5)$ // Nucl. Phys. B. 1981. V. 193. P. 150–162;
Dimopoulos S., Raby S., Wilczek F. Supersymmetry and the Scale of Unification // Phys. Rev. D. 1981. V. 24. P. 1681–1683;
Ibáñez L. E., Ross G. G. Low-Energy Predictions in Supersymmetric Grand Unified Theories // Phys. Lett. B. 1981. V. 105. P. 439–442;
Ellis J., Kelley S., Nanopoulos D. V. Probing the Desert Using Gauge Coupling Unification // Phys. Lett. B. 1991. V. 260. P. 131–137;
Amaldi U., de Boer W., Fürstenau H. Comparison of Grand Unified Theories with Electroweak and Strong Coupling Constants Measured at LEP // Ibid. P. 447–455;
Langacker P., Luo M.-X. Implications of Precision Electroweak Experiments for m_t , ρ_0 , $\sin 2\theta_W$, and Grand Unification // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 817–822;
Giunti C., Kim C. W., Lee U. W. Running Coupling Constants and Grand Unification Models // Mod. Phys. Lett. A. 1991. V. 6. P. 1745–1755;
Carena M., Pokorski S., Wagner C. E. M. On the Unification of Couplings in the Minimal Supersymmetric Standard Model // Nucl. Phys. B. 1993. V. 406. P. 59–89.
27. *Kuzmin V. A., Rubakov V. A., Shaposhnikov M. E.* On Anomalous Electroweak Baryon-Number Non-Conservation in the Early Universe // Phys. Lett. B. 1985. V. 155. P. 36–42.
28. *Carena M., Quirós M., Wagner C. E. M.* Electroweak Baryogenesis and Higgs and Stop Searches at LEP and the Tevatron // Nucl. Phys. B. 1998. V. 524. P. 3–22;
Laine M., Rummukainen K. Strong Electroweak Phase Transition up to $m_H \sim 105$ GeV // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 5259–5262; The MSSM Electroweak Phase Transition on the Lattice // Nucl. Phys. B. 1998. V. 535. P. 423–457;
Funakubo K. Higgs Mass, CP Violation and Phase Transition in the MSSM // Prog. Theor. Phys. 1999. V. 101. P. 415–438; Transitional CP Violation in the MSSM and Electroweak Baryogenesis // Ibid. V. 102. P. 389–406;
Grant J., Hindmarsh M. Sphalerons with CP -Violating Higgs Potentials // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 116014;
Losada M. Mixing Effects in the Finite-Temperature Effective Potential of the MSSM with a Light Stop // Nucl. Phys. B. 2000. V. 569. P. 125–157;

- Davidson S., Losada M., Riotto A.* Baryogenesis at Low Reheating Temperatures // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 4284–4287;
- Lahanas A. B., Spanos V. C., Zarikas V.* Charge Asymmetry in Two-Higgs Doublet Models // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 472. P. 119–128;
- Cline J. M., Joyce M., Kainulainen K.* Supersymmetric Electroweak Baryogenesis // *JHEP.* 2000. 0007. 018;
- Carena M. et al.* Supersymmetric CP -Violating Currents and Electroweak Baryogenesis // *Nucl. Phys. B.* 2001. V. 599. P. 158–184;
- Laine M., Rummukainen K.* Two Higgs Doublet Dynamics at the Electroweak Phase Transition: a Non-Perturbative Study // *Ibid.* V. 597. P. 23–69;
- Huber S. J., John P., Schmidt M. G.* Bubble Walls, CP Violation and Electroweak Baryogenesis in the MSSM // *Eur. Phys. J. C.* 2001. V. 20. P. 695–711;
- Kainulainen K. et al.* First Principle Derivation of Semiclassical Force for Electroweak Baryogenesis // *JHEP.* 2001. 0106. 031.
29. *Goldberg H.* Constraint on the Photino Mass from Cosmology // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 1419–1422;
- Ellis J. et al.* Supersymmetric Relics from the Big Bang // *Nucl. Phys. B.* 1984. V. 238. P. 453–476;
- Drees M., Nojiri M. M.* Neutralino Relic Density in Minimal $N = 1$ Supergravity // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 47. P. 376–408;
- Gómez M. E., Lazarides G., Pallis C.* Yukawa Unification, $b \rightarrow s\gamma$ and Bino-Stau Coannihilation // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 487. P. 313–320;
- Ellis J. R. et al.* The CMSSM Parameter Space at Large $\tan\beta$ // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 510. P. 236–246.
30. *Gondolo P., Freese K.* CP Violating Effects in Neutralino Scattering and Annihilation // *JHEP.* 2002. 0207. 052;
- Falk T., Ferstl A., Olive K. A.* Variations of the Neutralino Elastic Cross-Section with CP Violating Phases // *Astropart. Phys.* 2000. V. 13. P. 301–316;
- Choi S. Y. et al.* Neutralino Nucleus Elastic Cross-Section in the Minimal Supersymmetric Standard Model with Explicit CP Violation // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 64. P. 015006.
31. *Krasnikov N. V., Matveev V. A.* Search for New Physics at LHC // УФН. 2004. Т. 174. С. 697–725; The Search for New Physics at LHC // ТМФ. 2002. Т. 132. С. 349–362.
32. *Berger M. S.* Radiative Corrections to Higgs-Boson-Mass Sum Rules in the Minimal Supersymmetric Extension to the Standard Model // *Phys. Rev. D.* 1990. V. 41. P. 225–239;
- Ellis J., Ridolfi G., Zwirner F.* Radiative Corrections to the Masses of Supersymmetric Higgs Bosons // *Phys. Lett. B.* 1991. V. 257. P. 83–91;
- Okada Y., Yamaguchi M., Yanagida T.* Upper Bound of the Lightest Higgs Boson Mass in the Minimal Supersymmetric Standard Model // *Prog. Theor. Phys.* 1991. V. 85. P. 1–5;
- Haber H. E., Hempfling R.* Can the Mass of the Lightest Higgs Boson of the Minimal Supersymmetric Model Be Larger than m_Z ? // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66. P. 1815–1818.
33. LEPEWWG/2003-01, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collab., LEP Electroweak Working Group, SLD Heavy Flavor Group and SLD Electroweak Group, available from <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/stanmod/>
34. *Cho G.-C., Hagiwara K.* Supersymmetry Versus Precision Experiments Revisited // *Nucl. Phys. B.* 2000. V. 574. P. 623–674.
35. *Carena M. et al.* Suggestions for Benchmark Scenarios for MSSM Higgs Boson Searches at Hadron Colliders // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 26. P. 601–608.
36. *Carena M. et al.* CP -Violating MSSM Higgs Bosons in the Light of LEP2 // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 495. P. 155–163.

37. *Abbiendi G. et al. (OPAL Collab.)*. Search for Neutral Higgs Boson in CP -Conserving and CP -Violating MSSM Scenarios // *Eur. Phys. J. C*. 2004. V. 37. P. 49–78.
38. *Balazs C. et al.* The Supersymmetric Origin of Matter // *Phys. Rev. D*. 2005. V. 71. P. 075002.
39. *Arnowitz R., Bhaskar D., Santoso Y.* SUSY Phases, the Electron Electric Dipole Moment and the Muon Magnetic Moment // *Phys. Rev. D*. 2001. V. 64. P. 113010.
40. *Вайнберг С.* Квантовая теория полей. М.: ФАЗИС, 2002. Т. 3.
41. *Choi S.Y. et al.* Analysis of the Neutralino System in Supersymmetric Theories // *Eur. Phys. J. C*. 2001. V. 22. P. 563–579; Addendum // *Ibid.* 2002. V. 23. P. 769–772;
Choi S.Y. et al. Reconstructing the Chargino System at e^+e^- Linear Colliders // *Eur. Phys. J. C*. 2000. V. 14. P. 535–546;
Bartl A. et al. CP Asymmetries in Neutralino Production in e^+e^- Collisions // *Phys. Rev. D*. 2004. V. 69. P. 035007–035017;
Choi S.Y., Drees M., Gaissmaier B. Systematic Study of the Impact of CP -Violating Phases of the MSSM on Leptonic High-Energy Observables // *Ibid.* V. 70. P. 014010.
42. *Bartl A. et al.* Impact of CP Phases on Stop and Sbottom Searches // *Phys. Lett. B*. 2003. V. 573. P. 153–161; Top Squarks and Bottom Squarks in the MSSM with Complex Parameters // *Phys. Rev. D*. 2004. V. 70. P. 035003;
Choi S.Y. Neutralino Pair Production and 3-Body Decays at e^+e^- Linear Colliders as Probes of CP Violation in the Neutralino System // *Ibid.* V. 69. P. 096003;
Choi S.Y. et al. Analysis of CP Violation in Neutralino Decays to Tau Sleptons // *Ibid.* P. 035008;
Choi S.Y., Kim Y.G. Analysis of the Neutralino System in Two-Body Decays of Neutralinos // *Ibid.* P. 015011;
Aguilar-Saavedra J.A. CP Violation in Selectron Cascade Decays $Selectron(L) \rightarrow e$ Neutralino(2) $\rightarrow e$ Neutralino(1) $\mu^+\mu^-$ // *Phys. Lett. B*. 2004. V. 596. P. 247–255; CP Violation in Neutralino(1) Neutralino(2) Production at a Linear Collider // *Nucl. Phys. B*. 2004. V. 697. P. 207–224;
Gajdosik T., Godbole R.M., Kraml S. Fermion Polarization in Sfermion Decays as a Probe of CP Phases in the MSSM // *JHEP*. 2004. 0409. 051.
43. *Chung D.J.H. et al.* The Soft Supersymmetry Breaking Lagrangian: Theory and Applications // *Phys. Rep.* 2005. V. 407. P. 1–203.
44. *Pilaftsis A.* CP -odd Tadpole Renormalization of Higgs Scalar-Pseudoscalar Mixing // *Phys. Rev. D*. 1998. V. 58. P. 096010–096020; Higgs Scalar-Pseudoscalar Mixing in the Minimal Supersymmetric Standard Model // *Phys. Lett. B*. 1998. V. 435. P. 88–100.
45. *Ellis J. et al.* CP Violation and Supersymmetry // *Phys. Lett. B*. 1982. V. 114. P. 231–234;
Buchmuller W.R., Wyler D. CP Violation and R Invariance in Supersymmetric Models of Strong and Electroweak Interactions // *Phys. Lett. B*. 1983. V. 121. P. 321–325;
Polchinski J., Wise M.B. The Electric Dipole Moment of the Neutron in Low Energy Supergravity // *Ibid.* V. 125. P. 393–398;
del Aguila F. et al. Specifically Supersymmetric Contribution to Electric Dipole Moments // *Ibid.* V. 126. P. 71–73;
Dugan M. et al. CP Violation in the Minimal $N = 1$ Supergravity Theory // *Nucl. Phys. B*. 1985. V. 255. P. 413–438;
Sanda A. New Observable Phases in Supersymmetric Extension of the Standard Model // *Phys. Rev. D*. 1985. V. 32. P. 2292–3000;
Kurimoto T. Electric Dipole Moment of Neutron in Supersymmetric Models // *Prog. Theor. Phys.* 1985. V. 73. P. 209–224;
Garisto R., Wells J.D. Constraints on Supersymmetric Soft Phases from Renormalization Group Relations // *Phys. Rev. D*. 1997. V. 55. P. 1611–1622;

- Weinberg S. Larger Higgs-Boson-Exchange Terms in the Neutron Electric Dipole Moment // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 2333–2336;
- Dai J. et al. CP Violation from Three-Gluon Operators in the Supersymmetric Standard Model // Phys. Lett. B. 1990. V. 237. P. 216–220;
- Arnowitz R. et al. Electric Dipole Moment of the Neutron in Supersymmetric Theories // Phys. Rev. D. 1990. V. 42. P. 2423–2426;
- Nath P. CP Violation via Electroweak Gauginos and the Electric Dipole Moment of the Electron // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2565–2568;
- Kizukuri Y., Oshimo N. Neutron and Electron Electric Dipole Moments in Supersymmetric Theories // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 3025–3033.
46. Ibrahim T., Nath P. Neutron and Lepton Electric Dipole Moments in the Minimal Supersymmetric Standard Model, Large CP Violating Phases, and the Cancellation Mechanism // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 111301;
- Brhlik M. et al. Resolution to the Supersymmetric CP Problem with Large Soft Phases via D-Branes // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 2124–2127; Superstring Theory and CP -Violating Phases: Can They Be Related? // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 035005;
- Pokorski S., Rosiek J., Savoy C. A. Constraints on Phases of Supersymmetric Flavour Conserving Couplings // Nucl. Phys. B. 2000. V. 570. P. 81–116;
- Accomando E., Arnowitz R., Dutta B. Grand Unification Scale CP Violating Phases and the Electric Dipole Moment // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. P. 115003;
- Bartl A. et al. Electron and Neutron Electric Dipole Moments in the Constrained MSSM // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 073003;
- Falk T. et al. MSSM Predictions for the Electric Dipole Moment of the ^{199}Hg At. // Nucl. Phys. B. 1999. V. 560. P. 3–22;
- Abel S. A., Khalil S., Lebedev O. EDM Constraints in Supersymmetric Theories // Nucl. Phys. B. 2001. V. 606. P. 151–182.
47. Chang D., Keung W.-Y., Pilaftsis A. New Two-Loop Contribution to Electric Dipole Moments in Supersymmetric Theories // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 900–903.
48. Demir D. A. et al. Electric Dipole Moments in the MSSM at Large $\tan\beta$ // Nucl. Phys. B. 2004. V. 680. P. 339–374.
49. Pilaftsis A. Higgs-Mediated Electric Dipole Moments in the MSSM: an Application to Baryogenesis and Higgs Searches // Nucl. Phys. B. 2002. V. 644. P. 263–289.
50. Chankowski P. H., Slawianowska L. $B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ Decay in the MSSM // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 054012–054023;
- Huang C. S. et al. $B_s \rightarrow l^+ l^-$ in a Type-II Two-Higgs-Doublet Model and the Minimal Supersymmetric Standard Model // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114021;
- Demir D. A., Olive K. A. $B \rightarrow X_s \gamma$ in Supersymmetry with Explicit CP Violation // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 034007;
- Boz M., Pak N. K. Dipole Coefficients in $B \rightarrow X_s \gamma$ in Supersymmetry with Large $\tan\beta$ and Explicit CP Violation // Phys. Lett. B. 2002. V. 531. P. 119–126;
- Buras A. J. et al. $\Delta M_{d,s}, B_{d,s}^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B \rightarrow X_s \gamma$ in Supersymmetry at Large $\tan\beta$ // Nucl. Phys. B. 2003. V. 659. P. 3–78;
- Ibrahim T., Nath P. Effects of CP Phases on $B_{s,d}^0 \rightarrow l^+ l^-$ in Supersymmetry at Large $\tan\beta$ // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 016005; Supersymmetric QCD and Supersymmetric Electroweak Loop Corrections to $b, t,$ and τ Masses Including the Effects of CP Phases // Ibid. P. 095003.
51. Dedes A., Pilaftsis A. Resummed Effective Lagrangian for Higgs-Mediated Flavor-Changing Neutral Current Interactions in the CP -Violating MSSM // Ibid. P. 015012.
52. Биленький С. М. Нарушение CP -инвариантности в распадах нейтральных K -мезонов // ЭЧАЯ. 1970. Т. 1, вып. 1. С. 227–253;

- Красников Н. В., Матвеев В. А., Тавхелидзе А. Н.* Проблема CP -инвариантности в квантовой хромодинамике // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12, вып. 1. С. 100–124;
- Хлопов М. Ю., Четкин В. М.* Антипротоны во Вселенной как космологический тест Великого Объединения // ЭЧАЯ. 1987. Т. 18, вып. 3. С. 627–677;
- Бельков А. А. и др.* Киральная динамика каонных распадов и проблема CP -нарушения // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 3. С. 562–650;
- Кузьмин В. А.* Одновременное решение проблем бариогенезиса и темной материи // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 3. С. 639–658;
- Пенин А. А., Пивоваров А. А.* Эффекты сильных взаимодействий в нелептонных распадах K -мезонов // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 3. С. 701–744;
- Бельков А. А.* Прямое CP -нарушение в распадах каонов: ε'/ε пять лет спустя // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 3. С. 508–581.
53. *Vysotsky M.* CKM Matrix and CP Violation in B Mesons // *Surveys High Energ. Phys.* 2003. V. 18. P. 19–54.
54. *Landsberg L.G.* Flavor Changing Neutral Currents and Rare Decays of K -Mesons // *Usp. Fiz. Nauk.* 2003. V. 46. P. 995–1051; *Ibid.* P. 1025–1082; Overview of the CKM Physics Opportunities Beyond $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ // *Phys. At. Nucl.* 2002. V. 65. P. 1749–1770; *Yad. Fiz.* 2002. V. 65. P. 1795–1818.
55. CP Violation in Particle, Nuclear and Astrophysics: Proc. of International School on CP Violation, Baryogenesis and Neutrinos, Prerow, Germany, Sept. 15–21, 2002 / Ed. M. Beyer. *Lecture Notes in Physics.* Springer, 2002. 334 p.
56. *Branco G. C., Lavoura L., Silva J.P.* CP Violation. 1999. 544 p.; *International Series of Monographs on Physics.* No. 103. Oxford: Oxford University Press; Clarendon, 1999. 511 p.; *Branco G. C., Rebelo M.N., Silva-Marcos J. I.* CP -Odd Invariants in Models with Several Higgs Doublets // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 614. P. 187–194.
57. *Davidson S., Haber H.E.* Basis-Independent Methods for the Two-Higgs-Doublet Model // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 72. P. 035004. 21 p.; *Haber H.E., O'Neil D.* Basis-Independent Methods for the Two-Higgs-Doublet Model II. The Significance of $\tan\beta$. 2006. 48 p. hep-ph/0602242; *Gunion J.F., Haber H.E.* Conditions for CP -Violation in the General Two-Higgs-Doublet Model // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 72. P. 095002.
58. *Heinemeyer S.* MSSM Higgs Physics at Higher Orders. hep-ph/0407244; *Frank M. et al.* The Higgs Boson Masses of the Complex MSSM: A Complete One Loop Calculation. hep-ph/0212037; *Heinemeyer S., Hollik W., Weiglein G.* FeynHiggs: A Program for the Calculation of the Masses of the Neutral CP Even Higgs Bosons in the MSSM // *Comp. Phys. Commun.* 2000. V. 124. P. 76–89.
59. *Lee J.S. et al.* CPsuperH: A Computational Tool for the Higgs Phenomenology in the Minimal Supersymmetry Standard Model with Explicit CP Violation // *Comp. Phys. Commun.* 2004. V. 156. P. 283–317.
60. *Ахметзянова Э. Н., Долгополов М. В., Дубинин М. Н.* Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением CP -инвариантности // *ЯФ.* 2005. № 11. С. 1913–1927; *Ахметзянова Э. Н., Долгополов М. В., Дубинин М. Н.* Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 3. Нарушение CP инвариантности в хиггсовском секторе // *Вестн. СамГУ.* 2003. № 4(30). С. 147–179.
61. *Ахметзянова Э. Н. и др.* Легкий бозон Хиггса в двухдублетной модели с явным нарушением CP -инвариантности // *ЯФ.* 2005. вып. 68. С. 569–576; Суперсимметричная модель с нарушением CP -инвариантности. 4. Проявления явного CP -нарушения в двухдублетном секторе Хиггса // *Вестн. СамГУ.* 2004. № 2(32). С. 79–109.

62. Branco G. C., Cagarrinho F., Kruger F. A Real CKM Matrix and Physics Beyond the Standard Model // Phys. Lett. B. 1999. V. 459. P. 224–234.
63. Brhlik M. et al. Can Supersymmetry Soft Phases Be the Source of All CP Violation? // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3041–3044.
64. Boz M., Pak N. K. Explicit CP Violation in the General Two Doublet Model, with Real CKM Matrix // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 075014.
65. 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;
Choi S. Y., Lee J. S. Decays of the MSSM Higgs Bosons with Explicit CP Violation // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. P. 015003;
Choi S. Y. et al. Loop Corrections to the Neutral Higgs Boson Sector of the MSSM with Explicit CP Violation // Phys. Lett. B. 2000. V. 481. P. 57–66;
Heinemeyer S. The Higgs Boson Sector of the Complex MSSM in the Feynman-Diagrammatic Approach // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 22. P. 521–534;
Carena M. et al. Higgs-Boson Pole Masses in the MSSM with Explicit CP Violation // Nucl. Phys. B. 2002. V. 625. P. 345–371;
Demir D. A. Effects of the Supersymmetric Phases on the Neutral Higgs Sector // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 055006.
66. Ginzburg I., Krawczyk M. Symmetries of Two Higgs Doublet Model and CP Violation // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 115013.
67. Lee T. D. CP Nonconservation and Spontaneous Symmetry Breaking // Phys. Rep. 1974. V. 9C. P. 143–177;
Weinberg S. Gauge Theory of CP Violation // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 657–661.
68. Вайнберг С. Квантовая теория поля. Т. 2. Современные приложения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
69. Hagiwara K. et al. Review of Particle Physics // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 010001.
70. Wolfenstein L. Parametrization of the Kobayashi–Maskawa Matrix // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1945–1947.
71. Cabibbo N. Unitary Symmetry and Leptonic Decays // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 531–532.
72. 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. 28. P. 223–236.
73. Haber H. E., Hempfling R. The Renormalization Group Improved Higgs Sector of the Minimal Supersymmetry Model // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 4280–4309.
74. Ginzburg I. F., Ivanov I. P. Tree Level Unitarity Constraints in the 2HDM with CP Violation. hep-ph/0312374; Tree-Level Unitarity Constraints in the Most General 2HDM. hep-ph/0508020.
75. 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 // Ibid. V. 262. P. 54–58.
76. Gladyshev A. V., Kazakov D. I. Renormalization Group Improved Radiative Corrections to the Supersymmetric Higgs Boson Masses // Mod. Phys. Lett. A. 1995. V. 10. P. 3129–3138;
Gladyshev A. V. et al. MSSM Predictions of the Neutral Higgs Boson Masses and LEP2 Production Cross-Sections // Nucl. Phys. B. 1997. V. 498. P. 3–27.
77. Coleman S., Weinberg E. Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 1888–1910.

78. *Akhmetzyanova E., Dolgopолоv M., Dubinin M.* Soft SUSY Breaking and Explicit CP Violation in the THDM // Proc. of Intern. Workshop «Supersymmetries and Quantum Symmetries. Part III. Supersymmetry in Quantum Field Theory» (SQS'03). Dubna, 2004. P. 265–270; Proc. of the XVII Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2003), Samara–Saratov, 2003. M., 2004. P. 273–283.
79. *Peccei R. D.* Thoughts on CP Violation. hep-ph/0209245.
80. *Peccei R. D., Quinn H. R.* CP Conservation in the Presence of Instantons // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1440–1443.
81. *Carena M. 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.
82. *Haber H.* Introductory Low-Energy Supersymmetry. hep-ph/9306207.
83. *Carena M. et al.* Analytical Expressions for Radiatively Corrected Higgs Masses and Couplings in the MSSM // Phys. Lett. B. 1995. V. 355. P. 209–221.
84. *Quiros M.* Constraints on the Higgs Boson Properties from the Effective Potential. hep-ph/9703412.
85. *Lee J. S.* Higgs-Sector CP Violation in the MSSM. 2004;
Heinemeyer S. Short Comparison of FeynHiggs and CPsuperH. 2004; on the page <http://kraml.home.cern.ch/kraml/cpnsh/>
86. *Akhmetzyanova E., Dolgopолоv M., Dubinin M.* Self-Couplings of Higgs Bosons in the Scenarios with Mixing of CP -Even/ CP -Odd States // Proc. of CERN Workshop on CP Studies and Nonstandard Higgs Physics / Eds. by S. Kraml et al. CERN Yellow Report 2006–009. 2006. P. 133; hep-ph/0608079; <http://kraml.home.cern.ch/kraml/cpnsh/>
87. *Carena M. et al.* Higgs-Boson Pole Masses in the MSSM with CP Violation // Nucl. Phys. B. 2002. V. 625. P. 345–371.
88. *Barate R. et al.* Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. By ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collab. and LEP Working Group for Higgs Boson Searches // Phys. Lett. B. 2003. V. 565. P. 61–75;
Krasnikov N. V., Matveev V. A. Search for Standard Higgs Boson at Supercolliders // Phys. Elem. Part. At. Nucl. 1997. V. 28. P. 1125–1189.
89. *Wei-Ming Yao.* Neutral Higgs Boson Search at TEVATRON CDF and D0 Collaborations. FERMILAB Report CONF-04-307-E. 2004;
Boos E., Dudko L. Optimized Neural Networks to Search for Higgs Boson Production at the TEVATRON // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 502. P. 486–488.
90. *Abdullin S. et al.* Summary of the CMS Potential for the Higgs Boson Discovery. CMS Note 2003/033 // Eur. Phys. J. 2005. V. 39S2. P. 41–61.
91. *Carena M., Mrenna S., Wagner C.* MSSM Higgs Boson Phenomenology at the Fermilab Tevatron Collider // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 075010–075026; Complementarity of the CERN LEP Collider, the Fermilab Tevatron, and the CERN LHC in the Search for a Light MSSM Higgs Boson // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 055008.
92. *Ахметзянова Э. Н., Долгopолов М. В., Дубинин М. Н.* Феноменологические сценарии исследования бозонов Хиггса // Теор. физ. 2005. № 5. С. 54–65.
93. *Boos E., Dubinin M.* Complete Tree Level Calculation of the $e^+e^- \rightarrow Zb\bar{b}$ Process at LEP200. Higgs Signal and Background // Phys. Lett. B. 1993. V. 308. P. 147–152.
94. *Dubinin M. et al.* Complete Tree Level Calculation of the $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ Process and the Higgs Signal at LEP200 and Next Linear Colliders // Phys. Lett. B. 1994. V. 329. P. 379–385.
95. LEP Higgs Working Group Collaboration. hep-ex/0107030.

96. *Carena M. et al.* Suggestions for Improved Benchmark Scenarios for Higgs Boson Searches at LEP-2. hep-ph/9912223.
97. *Heinemeyer S., Hollik W., Weiglein G.* Constraints on $\tan\beta$ in the MSSM from the Upper Bound on the Mass of the Lightest Higgs Boson // JHEP. 2000. 0006. 009.
98. *Djouadi A.* Squark Effects on Higgs Boson Production and Decay at the LHC // Phys. Lett. B. 1998. V. 435. P. 101–108.
99. *Hempfling R.* Yukawa Coupling Unification with Supersymmetric Threshold Corrections // Phys. Rev. D. 1994. V. 49. P. 6168–6172;
Hall L. J., Rattazzi R., Sarid U. Top Quark Mass in Supersymmetric $SO(10)$ Unification // Ibid. V. 50. P. 7048–7065;
Carena M. et al. Electroweak Symmetry Breaking and Bottom-Top Yukawa Unification // Nucl. Phys. B. 1994. V. 426. P. 269–300.
100. *Ellis J., Olive K., Santoso Y.* The MSSM Parameter Space with Non-Universal Higgs Masses // Phys. Lett. B. 2002. V. 539. P. 107–115.
101. *Carena M. et al.* Reconciling the Two-Loop Diagrammatic and Effective Field Theory Computations of the Mass of the Lightest CP -Even Higgs Boson in the MSSM // Nucl. Phys. B. 2000. V. 580. P. 29–57.
102. *Veltman M. J. G.* Reflections on the Higgs System. CERN-97-05. 1997. 66 p. Lectures given in the Academic Training Program of CERN 1996–1997.
103. *Liu J., Wolfenstein L.* Spontaneous CP Violation in the $SU(2)_L \times U(1)_Y$ Model with Two Higgs Doublets // Nucl. Phys. B. 1987. V. 289. P. 1–22;
Wu Y. L., Wolfenstein L. Sources of CP Violation in the Two Higgs Doublet Model // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 1762–1764; CP Violation in the Decay $b \rightarrow s\gamma$ in the Two-Higgs Doublet Model // Ibid. P. 2809–2812.
104. *Gunion J. F., Haber H. E.* CP -conserving Two-Higgs-Doublet Model: The Approach to the Decoupling Limit // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 075019.
105. *Diaz A., Dionicio V., Martinez R.* Reparametrization of the Scalar Potential in the Two Higgs Doublet Model. hep-ph/0509086.
106. *Ginzburg I. F., Vychugin M. V.* Two-Higgs-Doublet Model, Standard Model-Like Scenario and Resolving SM from 2HDM at Photon Colliders. hep-ph/0201117; Proc. of XVI Workshop on High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2001). M., 2002. P. 64–76.
107. *Diaz Sanches R. A.* Phenomenological Analysis of the Two-Higgs Doublet Model. Ph. D. Thesis. hep-ph/0212237.
108. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. М.; Ижевск: РХД, 2001.
109. *Grunewald T.* Angular Intricacies in Hot Gauge Field Theories. hep-ex/0304023.