СМЕШИВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ $K^0 - \bar{K}^0$ - И $B^0 - \bar{B}^0$ -МЕЗОНОВ В РАМКАХ МИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ МОДЕЛИ

М. Н. Дубинин, А. И. Сукачев

(НИИЯФ; кафедра общей ядерной физики)

E-mail: salex-82@yandex.ru

Исследуется смешивание K^0 - и B^0 -мезонов в рамках минимальной суперсимметричной модели (МССМ) с юкавским сектором второго типа и явным нарушением *СР*-инвариантности в хиггсовском потенциале. Параметры смешивания Δm_{LS} и ε рассчитаны в пределе низкоэнергетического четырехфермионного приближения с обменом заряженными бозонами Хиггса. Показано, что для K^0 -мезонов суперсимметричные эффекты очень малы, но для систем B_s^0 - и B_d^0 -мезонов они могут быть весьма существенными, что накладывает ограничения на пространство параметров МССМ.

Введение

В наиболее общем случае минимальное суперсимметричное расширение стандартной модели [1] содержит большое число комплексных параметров, фазы которых ведут к наблюдаемым эффектам нарушения *СР*-инвариантности^{*)} [2], дополнительно к единственной в стандартной модели (СМ) фазе матрицы смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ-матрица).

В настоящей работе рассматривается система нейтральных K^0 -мезонов, где CP-нарушение наблюдалось впервые. Далее используемые способы расчета применяются к системам нейтральных мезонов B_s^0 , B_d^0 . Все вычисления проводились в рамках минимальной суперсимметричной модели с юкавским сектором второго типа (MCCM II) и явным нарушением CP-инвариантности в хиггсовском секторе [3]. Подробная информация о MCCM содержится в работе [1]; юкавский сектор двухдублетной модели был рассмотрен в [4] и далее в [5].

Процедура диагонализации двухдублетного потенциала, приводящая к массовым состояниям бозонов Хиггса и их взаимодействиям, изложена в [3, 6, 7]. В рассматриваемой модели имеется пара заряженных бозонов Хиггса H^{\pm} и три нейтральных скаляра h_1, h_2, h_3 , не обладающие определенной *СР*-четностью. Выражения для массы заряженного бозона Хиггса в используемой нами модели, полученные методом эффективного потенциала, приведены в [3].

Смешивание K^0 - и B^0 -мезонов в СМ и МССМ II

1. Смешивание K^0 -мезонов в СМ

Основными величинами, характеризующими смешивание *К*⁰- и *В*⁰-мезонов, являются разность масс физических состояний Δm_{LS} и величина косвенного нарушения *CP*-симметрии ε . В рамках CM смешивание в системе нейтральных *K*-мезонов возникает вследствие смешивания в секторе заряженных слабых токов, определяемого ККМ-матрицей [8], а малая величина его объясняется механизмом Глэшоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ-механизм) [8, 9] (рис. 1, *a*).

Действительная часть соответствующей амплитуды определяет разность масс нейтральных каонов $\Delta m_{LS}^{WW} = \frac{G_{F}^2 f_K^2 m_K B_K}{6\pi^2} \operatorname{Re} A$, а отношение мнимой и действительной частей — величину косвенного нарушения *CP*-симметрии $|\varepsilon| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\operatorname{Im} A}{\operatorname{Re} A}$, где

$$A = \left[(V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^2 \eta_1 I(\xi_1) + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^2 \eta_2 I(\xi_2) + 2V_{td}^* V_{cd}^* V_{ts} V_{cs} \eta_3 \frac{m_c^2 m_t^2}{m_t^2 - m_c^2} \ln \frac{m_t^2}{m_c^2} I(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \right].$$

Здесь $\xi_1 = \left(\frac{m_c}{m_W}\right)^2$, $\xi_2 = \left(\frac{m_t}{m_W}\right)^2$, $\xi_3 = \left(\frac{m_t}{m_c}\right)^2$ определяют значения функций Высоцкого-Инами-Лима $I(\xi)$ [10-12]. В вышеприведенных формулах $f_K \approx 1.27 f_\pi \approx 165$ МэВ — постоянные распада, $G_{\rm F} = 1.17 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻², V_{ij} — матричные элементы матрицы ККМ, $B_K \approx 1.0$ — непертурбативная КХД-поправка, а η_1, η_2, η_3 — факторизованные пертурбативные КХД-поправки*) [10, 13]. Далее принимается $\eta_1 = 1.3$ (см. [14] при $m_c = 1.3$ ГэВ и $\Lambda_{\bar{M}S} = 0.350$ ГэВ), а также $\eta_2 = 0.47$ и $\eta_3 = 0.57$.

2. Смешивание K^0 -мезонов в МССМ II

По сравнению с СМ в МССМ II появляются дополнительные диаграммы рис. 1, б и в, в которых смешивание происходит за счет обмена одним или двумя заряженными скалярными бозонами.

^{*)} *СР*-инвариантность — симметрия лагранжиана относительно последовательно проведенных операций пространственной инверсии *P* и зарядового сопряжения *C*.

^{*)} КХД — квантовая хромодинамика; КХД-поправки — поправки на обмен глюонами.



Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса $K^0 \to \tilde{K}^0$ в вакууме при наличии трех поколений кварков (виртуальных *u*-, *c*- и *t*-кварков): k — внутренний импульс, по которому проводится интегрирование; a — ГИМ-механизм стандартной модели (обмен двумя промежуточными заряженными векторными бозонами W^{\pm}); δ — обмен одним заряженным векторным бозоном W и одним заряженным бозоном Хиггса H в рамках минимальной суперсимметричной модели II типа; a — обмен двумя заряженными бозонами Хиггса H^{\pm} в рамках минимальной суперсимметричной модели II типа и II типа

Используя низкоэнергетическое приближение $m_{W,H}^2 \gg k^2$, получим выражения для основных величин, характеризующих смешивание нейтральных каонов:

$$\Delta m_{LS}^{HW} = \frac{G_{\rm F}C_{\rm H}(m_d + m_s)f_K^2 m_K B_K}{48\pi^2 m_W^2} \operatorname{Re} B,$$
$$\Delta m_{LS}^{HH} = \frac{C_{\rm H}^2 f_K^2 m_K B_K m_s^2}{1536\pi^2 m_W^4} \operatorname{Re} C,$$

где

$$B = (V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^3 \eta_4 (\ln(R_c^{\Lambda}) - P_c^{\Lambda}) + + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^3 \eta_5 (\ln(R_t^{\Lambda}) - P_c^{\Lambda}) + + V_{cd}^* V_{td}^* V_{cs} V_{ts} m_c m_t (m_c + m_t) \eta_6 \times$$

$$\times \left(\frac{m_c^2}{m_c^2 - m_t^2} \ln(R_c^{\Lambda}) - \frac{m_t^2}{m_c^2 - m_t^2} \ln(R_t^{\Lambda})\right), \quad (1)$$

$$C = (V_{cd}^* V_{cs})^2 m_c^2 \eta_7 \left(\Lambda^2 S_c^{\Lambda} + 2m_c^2 \ln(R_c^{\Lambda})^{-1}\right) + + (V_{td}^* V_{ts})^2 m_t^2 \eta_8 \left(\Lambda^2 S_t^{\Lambda} + 2m_t^2 \ln(R_t^{\Lambda})^{-1}\right) + + 2 \cdot V_{cd}^* V_{td}^* V_{cs} V_{ts} m_c m_t \eta_9 \times \times \left(\Lambda^2 + \frac{m_c^2 + m_t^2}{2} \ln\left(\frac{m_c^2 m_t^2}{m_c^2 m_t^2 + (m_c^2 + m_t^2)\Lambda^2 + \Lambda^4}\right) + + \frac{m_c^4 + m_t^4}{2(m_t^2 - m_c^2)} \ln\left(\frac{m_t^2 (\Lambda^2 + m_c^2)}{m_c^2 (\Lambda^2 + m_t^2)}\right)\right).$$
(2)

Здесь $R_i^{\Lambda} = \left(\frac{\Lambda^2 + m_i^2}{m_i^2}\right), \quad P_i^{\Lambda} = \left(\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + m_i^2}\right), \quad S_i^{\Lambda} = \left(\frac{\Lambda^2 + 2m_i^2}{M^2 + m_i^2}\right),$ где $i = c, t; \Lambda$ — параметр «обрезания»

 $=\left(\frac{\Lambda^2+2m_i^2}{\Lambda^2+m_i^2}\right)$, где $i=c, t; \Lambda$ — параметр «обрезания» расходящегося интеграла, который полагается равным массе заряженного бозона Хиггса, а $C_{\rm H}$ — константа эффективного четырехфермионного скалярного взаимодействия — аналог $G_{\rm F}$. Мы «обрезаем» интеграл по внутреннему импульсу k на масштабе m_H , считая что заряженный бозон Хиггса обладает наибольшей массой по сравнению с другими переносчиками взаимодействий в рассматриваемом процессе. Мы также полагаем $\eta_1 = \eta_4 = \eta_7 = 1.3$, $\eta_2 = \eta_5 = \eta_8 = 0.47$ и $\eta_3 = \eta_6 = \eta_9 = 0.57$, определяя тем самым пертурбативные КХД-поправки в соответствии с [14].

Численные данные для вкладов диаграмм различного типа в разницу масс нейтральных каонов и величин косвенного нарушения *СР*-симметрии в зависимости от массы бозона Хиггса приведены в табл. 1. Здесь

$$|\varepsilon|_{LS}^{\text{tot}} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{V_{LS}^{WW} + V_{LS}^{HW} + V_{LS}^{HH}}{W_{LS}^{WW} + W_{LS}^{HW} + W_{LS}^{HH}},$$
 (3)

где V_{LS}^{WW} , V_{LS}^{HW} , V_{LS}^{HH} и W_{LS}^{WW} , W_{LS}^{HW} , W_{LS}^{HH} — мнимые и действительные части амплитуд различного типа, домноженные на факторы, появляющиеся при вычислении соответствующих диаграмм. Из всех КХД-поправок определяющее для конечного результата значение имеет фактор η_1 при вкладе квадратной диаграммы с двумя очарованными кварками *cc* (см. обсуждение области допустимых значений в [14]). В настоящей работе используется значение $\eta_1 = 1.3$.

3. Смешивание B_d^0 - и B_s^0 -мезонов в МССМ II

Численные значения для разности масс Δm_{B_d} и Δm_{B_s} (при пертурбативной КХД-поправке $\eta_B = 0.55$) в зависимости от m_H приведены в табл. 2.

Из таблицы видно, что, в отличие от случая *К*-мезонов, вклад диаграмм МССМ для *В*-мезонов становится весьма ощутимым. Особенно велик вклад *HW*-диаграмм в случае малой массы заряженного бозона Хиггса. При $m_H = 50$ ГэВ

Таблица 1

Расщепление масс нейтральных *К*-мезонов и косвенное нарушение *СР*-инвариантности в процессах смешивания нейтральных *К*-мезонов в вакууме в рамках СМ и МССМ II

F									
m_H	50	100	150	200	250	300	500		
$\Delta m_{LS}^{WW} \cdot 10^{15}$	2.721 ($\Delta m_{LS}^{\exp} = (3.482 \pm 0.013) \cdot 10^{-15}$)								
$\Delta m_{LS}^{HW} \cdot 10^{19}$	11.59	4.75	2.97	2.14	1.66	1.33	0.69		
$\Delta m_{LS}^{HH} \cdot 10^{22}$	60.49	15.90	6.96	3.97	2.57	1.81	6.67		
$ \varepsilon _{WW} \cdot 10^3$	2.0523 ($\varepsilon_{LS}^{\exp} = (2.232 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$)								
$ \varepsilon _{\rm tot} \cdot 10^3$	2.0166	2.0512	2.0564	2.0574	2.0573	2.0569	2.0552		

Первая строка — масса заряженного бозона Хиггса (ГэВ). Вторая-четвертая строки — вклады в суммарную разность масс нейтральных *К*-мезонов Δm_{LS} от диаграмм различного типа, изображенных на рис. 1 (ГэВ); пятая строка — величина нарушения *СР*-инвариантности в диаграммах СМ; шестая строка — суммарная величина нарушения *СР*-инвариантности, учитывающая диаграммы СМ и диаграммы с обменом заряженными бозонами Хиггса.

				Таблица 2
Расщепление	масс нейтральны	ых В _d - и В _s -мез	зонов в рамках	СМ и МССМ II

<i>т</i> _{<i>H</i>} , ГэВ	50	100	150	200	250	300	500
$\Delta m_{B_d}^{WW} \cdot 10^{13},\ \Gamma$ эВ	2.11 $(\Delta m_{B_d}^{\exp} = (3.33 \pm 0.03) \cdot 10^{-13}, \Gamma \Im B)$					-	
$\Delta m_{B_d}^{HW} \cdot 10^{15},\ \Gamma$ эВ	107.53	20.11	5.96	1.32	0.42	1.11	1.37
$\Delta m_{B_d}^{HH} \cdot 10^{18},\ \Gamma$ эВ	0.44	3.20	5.33	6.25	6.31	5.94	3.84
R_{B_d}	0.509	0.095	0.028	0.006	0.002	0.005	0.006
$\Delta m_{B_d}^{WW+HW} \cdot 10^{13}$, ГэВ	3.17	2.31	2.17	2.12	2.12	2.12	2.12
$\Delta m_{B_s}^{WW} \cdot 10^{12},$ ГэВ	9.3 ($\Delta m_{B_s}^{\exp} = 11.4^{+0.2}_{-0.1} \cdot 10^{-12}$, ГэВ)						
$\Delta m_{B_s}^{HW} \cdot 10^{14}$, ГэВ	491.37	91.41	27.01	5.81	2.10	5.24	6.33
$\Delta m_{B_s}^{HH} \cdot 10^{16},\ \Gamma$ эВ	0.35	0.16	2.49	2.87	2.88	2.71	1.73
R_{B_s}	0.528	0.096	0.029	0.006	0.002	0.006	0.007
$\Delta m_{B_s}^{WW+HW} \cdot 10^{12}$, ГэВ	14.2	10.2	9.6	9.4	9.3	9.4	9.4

Первая строка — масса заряженного бозона Хиггса. Остальные строки — относительные и абсолютные вклады в $\Delta m_{LS}^{B_{d,s}}$ диаграмм различного типа. $R_{B_{d,s}}$ — абсолютное значение отношения вкладов в расшепление масс соответствующих *B*-мезонов за счет *HW*-и *WW*-диаграмм: $R = \left| \Delta m_{B_{d,s}}^{HW} / \Delta m_{B_{d,s}}^{WW} \right|$. Величина $\Delta m_{B_{d,s}}^{WW+HW}$ — суммарный вклад *HW*-и *WW*-диаграмм в расшепление масс соответствующих *B*-мезонов.

подобные диаграммы дают до 34% всей разности масс *B*-мезонов. Значения полной величины $\Delta m_{B_{s,d}} = \Delta m_{B_{s,d}}^{WW} + \Delta m_{B_{s,d}}^{HW} + \Delta m_{B_{s,d}}^{HH}$ в этом случае достаточно сильно отличаются от их значений, вычисленных в рамках СМ, но весьма близки экспериментальным результатам (в особенности для B_d -мезонов с полученным значением $\Delta m_{B_d} = 3.17 \cdot 10^{-13}$ ГэВ при экспериментальном результате $\Delta m_{B_d}^{exp} = (3.33 \pm 0.03) \times 10^{-13}$ ГэВ при массе заряженного бозона Хиггса $m_H = 50$ ГэВ). Рассмотрение относительного вклада диаграмм различного типа (табл. 2) накладывает ограничение на массу заряженного бозона Хиггса $m_{H^{\pm}} > 97$ ГэВ, если отношение вклада HW- и WW-диаграмм равно 0.1, и $m_{H^{\pm}} > 186$ ГэВ, если это отношение равно 0.01.

Недооценка экспериментального значения для

расщепления масс *В*-мезонов связана с использованием эффективного четырехфермионного приближения, которое неточно учитывает вклады от малых расстояний (см. также [15]). Эти вклады оценивались точнее в [16], из которых ясно, что результат данного приближения дает недооценку в 1.2–1.5 раза от экспериментального значения.

Расчет смешивания $B^0_{s,d}$ -мезонов существенно отличается от случая K^0 -мезонов, так как фаза основного слагаемого мнимой части Γ_{12} примерно равна фазе основного слагаемого действительной части M_{12} , что приводит к дополнительному подавлению косвенного нарушения *CP*-инвариантности ε за счет фактора $(m_c/m_b)^2$. Это приводит к необходимости иного расчета для корректного определения меры нарушения *CP*-симметрии в системе нейтральных В-мезонов, что находится за рамками настоящей работы.

Заключение

В настоящей работе рассмотрен сценарий МССМ типа II с явным нарушением *СР*-инвариантности в эффективном хиггсовском потенциале, когда масштаб масс суперчастиц порядка 500 ГэВ, а массы нейтральных бозонов Хиггса невелики (100 ГэВ) и различаются на десятки ГэВ, тогда как *СР*-инвариантность эффективного потенциала сильно нарушена. В рамках модели допускается достаточно легкий заряженный бозон Хиггса $m_{H^{\pm}} \sim 50$ ГэВ, обмены которым могли бы вносить нестандартные вклады в смешивание нейтральных мезонов.

Анализ показывает, что для *К*-мезонов вклад диаграмм MCCM II в смешивание мезонов очень мал и не зависит от параметра $\lg \beta = v_2/v_1$, т. е. основной вклад в расщепление масс Δm_{LS} и параметр смешивания ε определяется стандартным вкладом *WW*-диаграммы. В широкой области значений $m_{H^{\pm}}$ поправки к расщеплению масс в СМ являются пренебрежимо малыми и находятся за пределами точности экспериментальных методов наблюдения.

Вместе с тем для системы $B_{s,d}^0$ -мезонов вклад диаграмм МССМ II в переходы $B^0 - \bar{B}^0$ может быть недопустимо велик, особенно в расщепление масс B_s^0 -мезонов при малых значениях массы заряженного бозона Хиггса, что исключает возможность существования слишком легкого заряженного бозона Хиггса с массой менее 65–70 ГэВ, если относительная точность экспериментального измерения разности масс — несколько процентов. Известное «прямое» ограничение LEP2 $m_{H^{\pm}} > 56$ ГэВ [17], основанное на отсутствии сигнала H^{\pm} в четырехструйных событиях, может быть улучшено измерениями на B-фабриках.

Информация о заряженном скаляре с небольшой массой может очень сильно ограничивать пространство параметров МССМ, что иллюстрируется контурами в переменных (φ , tg β) и (μ , $A_{t,b}$) на рис. 2. На рис. 2, а изображены области, внутри которых в рамках сценария CPX ($M_{SUSY} = 500 \ \Gamma \Rightarrow B$) масса наиболее легкого нейтрального скаляра *m*_{h1} положительно определена. При $m_{H^{\pm}} = 60$ ГэВ разрешена лишь область внутри самого маленького из контуров в окрестности $tg \beta = 3$ и нулевой фазы, далее при $m_{H^{\pm}} = 70$ ГэВ она незначительно расширяется, а при $m_{H^{\pm}} = 80$ ГэВ появляется дополнительная разрешенная область при больших $\mathrm{tg}\,\beta\sim40,$ которая несколько увеличивается при $m_{H^{\pm}} = 90$ ГэВ (внешние контуры справа и слева на рис. 2, *a*). В области больших $\lg \beta \sim 45$ масса легкого скаляра *m*_{h1} демонстрирует высокую чувствительность к переменным $(\mu, A_{t,b})$, что иллюстрирует рис. 2, б, где контуры соответствуют значению $m_{h_1} = 50$ ГэВ при tg $\beta = 45$; значению $m_{H^{\pm}} = 30$ ГэВ соответствует внутренний контур, увеличивающийся для масс заряженного скаляра 50, 70 и 90 ГэВ (внешний контур). Внутри соответствующих контуров *m*_{h1} превышает 50 ГэВ. Разрешенные области рис. 2, б слабо зависят от выбора граничного значения $m_{h_1} = 50$ ГэВ. Таким образом, заряженный скаляр с массой 50-60 ГэВ в сценариях с сильным CP-смешиванием и большим tg β оставляет очень небольшую свободу выбора остальных параметров МССМ.

Используемые приближения достаточно хорошо соотносятся с экспериментальными данными и адекватно отражают физику процесса при не слишком больших значениях импульса в петле k. Вычисление амплитуд смешивания при немалых значениях k, которые, однако, дают поправку порядка единицы к величине Δm_{LS} и порядка 10^{-2}



Рис. 2. Области положительно определенной m_{h_1} (*a*) и области $m_{h_1} > 50$ ГэВ (*б*). Подробности см. в тексте

к величине ε [10], проведено в работе [12] для общей двухдублетной модели с сектором Юкавы типа I и II, а также в недавней работе [16] для сектора Юкавы типа III. Вклад от больших значений импульса в петле модифицирует функции Высоцкого-Инами-Лима [12]. При этом асимптотика вышеприведенных выражений (1), (2) и модифицированных функций одна и та же в пределе $m_H \rightarrow 0$ и соответствует вкладу лишь от диаграмм СМ типа WW.

Литература

- Высоцкий М.И., Невзоров Р.Б. // УФН. 2001. 171, № 9. С. 939; Nilles H.P. // Phys. Rep. 1984. 110, N 1–2. P. 1.
- Hesselbach S. // Acta Phys. Polon. B. 2004. 35, N 11.
 P. 2739; Branco G.C., Gomez M.E., Khalil S., Teixeira A.M. // Nucl. Phys. B. 2003. 659, N 1–2. P. 119.
- 3. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. // Ядерная физика. 2005. **68**, № 11. С. 1913 (Phys. Atom. Nucl. 2005. **68**, N 11, P. 1851); Phys. Rev. D. 2005. **71**. P. 075008.
- Glashow S.L., Weinberg S. // Phys. Rev. D. 1977. 15, N 7. P. 1958.
- Inoue K. et al. // Progr. Theor. Phys. 1982. 67, N 6, P. 1889; Progr. Theor. Phys. 1983. 68, N 3. P. 927; *Flores R.A., Sher M.* // Ann. Phys. (N. Y.). 1983. 148, N 1. P. 95.

- 6. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. // Физ. элем. част. и ат. ядра. 2006. **37**, № 5. С. 677.
- Dubinin M.N., Semenov A.V. // Eur. Phys. J. C. 2003.
 28. P. 223.
- Kobayashi M., Kondo H., Maskawa K. // Progr. Theor. Phys. 1973. 49, N 2. P. 652.
- Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. // Phys. Rev. D. 1970. 2. P. 1285.
- Высоцкий М.И. // Ядерная физика. 1980. **31**, № 1–4. С. 1535.
- Inami T., Lim C.S. // Progr. Theor. Phys. 1981. 65, N 1. P. 297.
- Urban J., Krauss F., Soff G. // Nucl. Part. Phys. 1997.
 23. P. 25.
- 13. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Новиков В.А., Шифман М.А. // Ядерная физика. 1976. **23**. С. 1024.
- Herrlich S., Nierste U. // Nucl. Phys. B. 1994. 419, N 2. P. 292.
- Vysotsky M.I. // Surveys High Energy Phys. 2003. 18, N 1-4. P. 19.
- Diaz R.A., Martinez R., Sandoval C.E. // Eur. Phys. J. C. 2006. 46, N 2. P. 403.
- Abreu P. et al. (DELPHI Collaboration) // Phys. Lett. B. 1999. 460, N 3-4. P. 484.

Поступила в редакцию 24.10.2007