

ЭФФЕКТЫ МИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ МОДЕЛИ В СМЕШИВАНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ K^0 – МЕЗОНОВ

А.И. Сукачев¹

¹ Кафедра общей ядерной физики физического факультета МГУ

E-mail: salex-82@yandex.ru

Mixing of K^0 – mesons is discussed in a framework of the minimal supersymmetry (MSSM) with the explicit CP -violation in Higgs sector. Mixing observables, such as Δm_{LS} and ε are evaluated in the limit of four-fermion low-energy approximation with charged Higgs exchanges. This report specifies data, obtained by the author in [1], and, by taking new impacts into account, confirms the smallness of MSSM effects in K^0 – meson system.

Введение

Минимальное суперсимметричное расширение стандартной модели (СМ), содержащее большое число комплексных параметров [2], позволяет получить дополнительные, по сравнению с СМ, вклады в наблюдаемые параметры смешивания в системе нейтральных K^0 – мезонов: расщепление масс (Δm_{LS}) и величину косвенного нарушения CP -инвариантности (ε).

В работе [1], со-автором которой является автор настоящего доклада, указанные наблюдаемые были рассчитаны в рамках минимальной суперсимметричной модели с юкавским сектором второго типа (МССМ II) и явным нарушением CP -инвариантности в хиггсовском секторе [3]. Было использовано низкоэнергетическое четырехфермионное приближение; при этом автор пренебрегал внутренним импульсом k в сравнении с массой верхних кварков m_i в числителях соответствующих пропагаторов, но при последующем интегрировании по k производил замену вида: $m_i \Leftrightarrow k^\mu \gamma_\mu$.

В настоящем докладе изложены результаты, полученные автором при рассмотрении пропагаторов виртуальных кварков самого общего вида:

$$P(k^\mu, m_i) = \frac{k^\mu \gamma_\mu + m_i}{k^2 - m_i^2} \quad (1)$$

В результате во всех рассматриваемых типах диаграмм появляются дополнительные вклады от первого слагаемого в числителе пропагатора и от перекрестных членов. Тем не менее, выбранное в [1] приближение является корректным, подчеркивая малость эффектов МССМ II в системах K^0 – мезонов.

Смешивание K^0 – мезонов в СМ

В рамках СМ смешивание в системе K^0 – мезонов возникает вследствие смешивания в секторе заряженных слабых токов, определяемого матрицей Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ-матрицей), а малая величина его объясняется механизмом Глэшоу-Илиопулоса-Майани (ГИМ-механизм) [4] –

рис. 1(а).

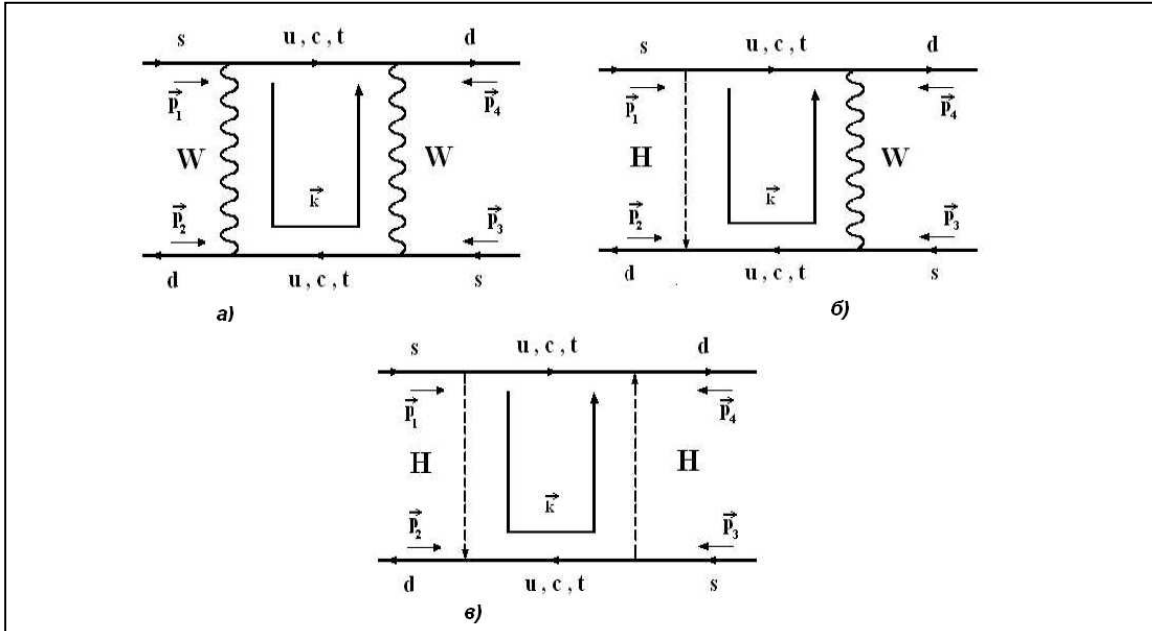


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ при наличии трех поколений кварков. k - внутренний импульс, по которому происходит интегрирование. **а)** - ГИМ-механизм стандартной модели (обмен двумя промежуточными заряженными векторными бозонами W^\pm ; **б)** - обмен одним заряженным векторным бозоном W и одним заряженным бозоном Хиггса H в рамках минимальной суперсимметричной модели II-го типа; **в)** - обмен двумя заряженными бозонами Хиггса H^\pm в рамках минимальной суперсимметричной модели II-го типа.

Действительная часть соответствующей амплитуды определяет разность масс нейтральных каонов $\Delta m_{LS}^{ww} = \frac{G_F^2 f_K^2 m_K B_K}{6\pi^2} \text{Re} A$, а отношение мнимой и действительной частей – величину косвенного нарушения CP -инвариантности $|\varepsilon| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\text{Im} A}{\text{Re} A}$.

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

В вышеприведенных формулах: $f_K \approx 165 \text{ МэВ}$ - постоянная распада, $G_F = 1.17 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$, V_{ij} - матричные элементы ККМ-матрицы. Выбор непертурбативных (B_K) и пертурбативных (η_i) КХД-поправок соответствует [1]. $I(\xi_i)$ - функции Высоцкого-Инами-Лима [5].

Смешивание K^0 -мезонов в МССМ II

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

Используя приближение $m_{W,H}^2 \gg k^2$, получим выражения для основных

величин, характеризующих смешивание:

$$\Delta m_{LS}^{HW} = \frac{G_F C_H f_K^2 B_K m_K}{24\pi^2 m_W^2} \left(\frac{1}{2 \cdot \tan^2 \beta} \operatorname{Re} B_1(F_{1j}) - \tan^2 \beta \cdot m_s m_d \operatorname{Re} B_2(F_{2j}) \right), \quad (3)$$

и

$$\Delta m_{LS}^{HH} = \frac{C_H^2 f_K^2 m_K B_K}{384\pi^2 m_W^4} \left(\frac{m_s^2 m_d^2 \tan^4 \beta}{4} \operatorname{Re} C_1(G_{1k}) - \frac{m_s m_d}{2} \operatorname{Re} C_2(G_{2k}) + \right. \\ \left. + \frac{1}{4 \tan^4 \beta} \operatorname{Re} C_3(G_{3k}) - m_s^2 \operatorname{Re} C_4(G_{4k}) \right) \quad (4)$$

Здесь: B_i, C_i имеют ту же структуру, что и A в (2); $F_{ij}(\Lambda)$ и $G_{lk}(\Lambda)$ - аналоги функций Высоцкого-Инами-Лима для HW - и HH -диаграмм; Λ - параметр «обрезания» расходящегося интеграла, который полагается равным массе заряженного бозона Хиггса; $\tan \beta = v_2 / v_1$ - отношение вакуумных средних двух скалярных дублетов в хиггсовском секторе МССМ II; C_H - константа четырехфермионного скалярного взаимодействия - аналог G_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.

Численные данные

В табл. 1 приведены численные данные для суммарного значения разницы масс нейтральных каонов в зависимости от m_H и $\tan \beta$. Экспериментальное значение $\Delta m_{LS}^{\text{exp}} = (3.482 \pm 0.013) \cdot 10^{-15} \text{ ГэВ}$. Расчетное значение для вклада СМ: $\Delta m_{LS}^{WW} = 2.721 \cdot 10^{-15} \text{ ГэВ}$. Отклонение расчетных данных от экспериментальных значений связано с вкладом от больших значений импульса в петле, которое модифицирует функции Высоцкого-Инами-Лима. Сохраняется, однако, общая асимптотика: при $m_{H^\pm} \rightarrow 0$ вклад остается лишь от диаграмм СМ типа WW .

$m_{H^\pm} / \tan \beta$	5	10	20	30	40
50	2.831E-15	2.749E-15	2.725E-15	2.714E-15	2.702E-15
75	2.833E-15	2.750E-15	2.728E-15	2.720E-15	2.714E-15
100	2.834E-15	2.751E-15	2.729E-15	2.723E-15	2.719E-15
125	2.834E-15	2.751E-15	2.730E-15	2.724E-15	2.721E-15
150	2.835E-15	2.752E-15	2.730E-15	2.725E-15	2.722E-15
200	2.837E-15	2.752E-15	2.730E-15	2.726E-15	2.724E-15
250	2.839E-15	2.753E-15	2.731E-15	2.726E-15	2.724E-15
300	2.840E-15	2.753E-15	2.731E-15	2.727E-15	2.725E-15
400	2.842E-15	2.753E-15	2.731E-15	2.727E-15	2.725E-15
500	2.844E-15	2.754E-15	2.731E-15	2.727E-15	2.725E-15
1000	2.845E-15	2.754E-15	2.732E-15	2.727E-15	2.726E-15

Табл. 1. Расщепление масс нейтральных каонов в зависимости от массы заряженного бозона Хиггса и отношения вакуумных средних скалярных дублетов. В первой строке -

значения $\tan \beta$; в первом столбце – значения m_{H^\pm} (в ГэВ); в ячейках, на пересечении столбцов и строк – величина $\Delta m_{LS} = \Delta m_{LS}^{WW} + \Delta m_{LS}^{WH} + \Delta m_{LS}^{HH}$ (в ГэВ).

$m_{H^\pm} / \tan \beta$	5	10	20	30	40
50	2.141E-03	2.192E-03	2.209E-03	2.218E-03	2.228E-03
75	2.174E-03	2.200E-03	2.209E-03	2.213E-03	2.217E-03
100	2.216E-03	2.212E-03	2.210E-03	2.212E-03	2.214E-03
125	2.262E-03	2.222E-03	2.212E-03	2.212E-03	2.212E-03
150	2.311E-03	2.235E-03	2.216E-03	2.212E-03	2.212E-03
200	2.406E-03	2.259E-03	2.222E-03	2.215E-03	2.212E-03
250	2.490E-03	2.281E-03	2.227E-03	2.217E-03	2.213E-03
300	2.562E-03	2.300E-03	2.231E-03	2.219E-03	2.214E-03
400	2.672E-03	2.328E-03	2.238E-03	2.222E-03	2.216E-03
500	2.747E-03	2.347E-03	2.243E-03	2.224E-03	2.217E-03
1000	2.909E-03	2.389E-03	2.254E-03	2.229E-03	2.220E-03

Табл. 2. Величина косвенного нарушения CP-инвариантности (ϵ) в зависимости от массы заряженного бозона Хиггса и отношения вакуумных средних скалярных дублетов. В первой строке – значения $\tan \beta$; в первом столбце – значения m_{H^\pm} (в ГэВ); в ячейках, на пересечении строк и столбцов – величина ϵ .

В табл. 2 указано значение косвенного нарушения CP-инвариантности в зависимости от m_{H^\pm} и $\tan \beta$. Величина ϵ определяется по формуле:

$$|\epsilon_{LS}^{tot}| = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{A + B_1^{Im} - B_2^{Im} + C_1^{Im} - C_2^{Im} + C_3^{Im} - C_4^{Im}}{A + B_1^{Re} - B_2^{Re} + C_1^{Re} - C_2^{Re} + C_3^{Re} - C_4^{Re}} \quad (5),$$

где $A^{Im(Re)}, B_i^{Im(Re)}, C_i^{Im(Re)}$ – мнимые (действительные) части амплитуда различного типа, домноженные на выравнивающие факторы. Экспериментальное значение $\epsilon_{LS}^{exp} = (2.232 \pm 0.007) \cdot 10^{-3}$.

Заключение

В докладе рассмотрен сценарий МССМ типа II с явным нарушением CP-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 CP-инвариантность эффективного потенциала сильно нарушена. В рамках модели допускается достаточно легкий заряженный бозон Хиггса $m_{H^\pm} \sim 50 \text{ ГэВ}$, обмены которым могли бы вносить нестандартные вклады в смешивание нейтральных мезонов.

Используемые приближения достаточно хорошо соотносятся с экспериментальными данными и адекватно отражают физику процесса при не слишком больших значениях внутреннего импульса в петле k .

Анализ показывает, что для K -мезонов вклад диаграмм МССМ II в смешивание мезонов весьма мал и становится существенным лишь при сравнительно больших значениях $m_{H^\pm} > 175 \text{ ГэВ}$ в сочетании с малыми

значениями $\tan \beta < 8$. При этом ограничение на массу заряженного бозона Хиггса будет определяться вкладами смешанных диаграмм типа HW в величину косвенного CP -нарушения (табл. 2). В широкой же области значений m_{H^\pm} и $\tan \beta$ поправки к наблюдаемым в СМ являются пренебрежимо малыми и находятся за пределами точности экспериментальных методов наблюдения.

Информация о заряженном скаляре с небольшой массой в сочетании с большими значениями $\tan \beta$ может сильно ограничивать пространство параметров МССМ, оставляя очень небольшую свободу выбора остальных параметров модели. Однако из рассмотрения смешивания нейтральных каонов при существующей точности экспериментальных методов наблюдения в рамках введенной в [1] модели невозможно существенно ограничить область существования заряженного бозона Хиггса, позволяя отбросить лишь значительно большие значения m_{H^\pm} при малых $\tan \beta$.

1. М.Н.Дубинин, А.И.Сукачев. Вестник Моск. ун-та. Физ., Астрон. №4, сс. 31-35, 2008.
2. S.Hesselbach. Acta Phys. Polon. B 35, N 11, p. 2739, 2004; G.C.Branco, M.E.Gomez, S.Khalil, A.M.Teixeira. Nucl. Phys. B 659, N 1-2, p. 119, 2003.
3. Э.Н.Ахметзянова, М.В.Долгополов, М.Н.Дубинин. ЯФ 68, №11, с. 1913.
4. S.L.Glashow, J.Liopoulos, L.Maiani. Phys. Rev. D 2, p. 1285, 1970.
5. М.И.Высоцкий. ЯФ 31, № 1-4, с. 1535, 1980; T.Inami, C.S.Lim. Progr. Theor. Phys., 65, N 1, p. 297, 1981.