

Расщепление масс нейтральных $B_{d,s}^0$ -мезонов в рамках минимальной суперсимметричной стандартной модели

А. И. Сукачев

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2. E-mail: salex-82@yandex.ru

Статья поступила 04.11.2008, подписана в печать 16.12.2008.

В статье рассмотрены эффекты минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) с юкавским сектором второго типа и явным нарушением CP -инвариантности в хиггсовском потенциале, возникающие при смешивании физических состояний в системах нейтральных $B_{d,s}^0$ -мезонов. Параметр смешивания Δm_{LS} рассчитан в пределе четырехфермионного приближения с обменом заряженными бозонами Хиггса (H^\pm). Настоящая работа уточняет данные, изложенные в [1], и устанавливает новые ограничения на величину m_{H^\pm} в указанной модели.

Ключевые слова: суперсимметричные модели, бозоны Хиггса.

УДК: 539.12.01. PACS: 12.60.Jv, 14.80.Cp.

Введение

Минимальное суперсимметричное расширение стандартной модели (СМ) позволяет получить дополнительные, по сравнению с СМ, вклады в расщепление масс (Δm_{LS}) физических состояний при их смешивании в системах нейтральных B_d^0 - и B_s^0 -мезонов.

Подробная информация о МССМ содержится в работе [2]; юкавский сектор двухдублетной модели был рассмотрен в [3] и далее в [4]. Процедура диагонализации двухдублетного потенциала, приводящая к массовым состояниям бозонов Хиггса и их взаимодействиям, изложена в [5–8]. В рассматриваемой модели имеется пара заряженных бозонов Хиггса H^\pm и три нейтральных скаляра h_1 , h_2 , h_3 , не обладающих определенной CP -четностью. Выражения для массы заряженного бозона Хиггса в используемой модели, полученные методом эффективного потенциала, приведены в [5].

В статье [1] величина расщепления масс была рассчитана в рамках минимальной суперсимметричной модели с юкавским сектором второго типа (МССМ II) и явным нарушением CP -инвариантности¹ в хиггсовском потенциале [5]. Вычисления производились в низкоэнергетическом четырехфермионном приближении; авторы, используя происхождение основного вклада от механизма Глэшоу–Илиопулоса–Майани (ГИМ-механизма, [9]) из области малых значений внутреннего импульса k^μ , пренебрегали последним в сравнении с массой верхних夸克ов m_i ($i = c, t$ — индекс поколения夸克ов) в чисителях фермионных пропагаторов. Последнее приближение позволяло упростить расчетную технику и использовать точные значения для величин скалярного и псевдоскалярного адронных матричных элементов, вычисление которых в общем случае является достаточно сложным.

В настоящей работе рассматриваются точные фермионные пропагаторы самого общего вида: $\Pi(k^\mu, m_i) = \frac{k^\mu \gamma_\mu + m_i}{k^2 - m_i^2}$, что позволяет не ограничиваться одним лишь низкоэнергетическим приближением. Вследствие этого, во всех исследуемых типах диаграмм появляются вклады от первого слагаемого в числителе пропагатора и от пере-

крестных членов. Однако, как показано ниже, выбранное в [1] приближение является корректным, не приводя к существенному изменению установленных ранее ограничений на величину m_{H^\pm} .

1. Смешивание $B_{d,s}^0$ -мезонов в МССМ II

Основными величинами, характеризующими смешивание в системах нейтральных мезонов, являются разность масс физических состояний Δm_{LS} и величина косвенного нарушения CP -инвариантности ε . Диаграмма Фейнмана, соответствующая вкладу СМ в указанные выше наблюдаемые, приведена на рис. 1, а. Амплитуда процесса, изображенного на рис. 1, а, и ее вклад в параметры смешивания Δm_{LS} и ε обсуждались в [1] (см. формулу (1)).

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

Используя низкоэнергетическое приближение $m_{W,H}^2 \gg k^2$ в отношении бозонных пропагаторов, получим выражения для основных величин, характеризующих смешивание нейтральных B_d^0 -мезонов:

$$\Delta m_{LS}^{HW} = \frac{G_F C_H f_{B_d}^2 m_{B_d} B_{B_d}}{24\pi^2 m_W^2} \times \left(\frac{1}{2 \operatorname{tg}^2 \beta} \operatorname{Re} B_1(F_{1j}) - \operatorname{tg}^2 \beta \cdot m_b m_d \operatorname{Re} B_2(F_{2j}) \right), \quad (1)$$

$$\Delta m_{LS}^{HH} = \frac{C_H^2 f_{B_d}^2 m_{B_d} B_{B_d}}{384\pi^2 m_W^4} \times \left(\frac{m_b^2 m_d^2 \operatorname{tg}^4 \beta}{4} \operatorname{Re} C_1 - \frac{m_b m_d}{2} \operatorname{Re} C_2(G_{2k}) + \frac{1}{4 \operatorname{tg}^4 \beta} \operatorname{Re} C_3(G_{3k}) - m_b^2 \operatorname{Re} C_4(G_{4k}) \right), \quad (2)$$

$$B_i(F_{ij}) = [(V_{cd}^* V_{cb})^2 m_c^2 \eta_4 F_{i1}(\Lambda, m_c^2) + (V_{td}^* V_{tb})^2 \times m_t^2 \eta_5 F_{i1}(\Lambda, m_t^2) + 2 V_{td}^* V_{cd}^* V_{tb} V_{cb} m_c m_t \eta_6 F_{i2}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)] \quad (i = 1, 2; j = 1, 2),$$

¹ CP -инвариантность — симметрия лагранжиана относительно последовательно проведенных операций пространственной инверсии P и зарядового сопряжения C .

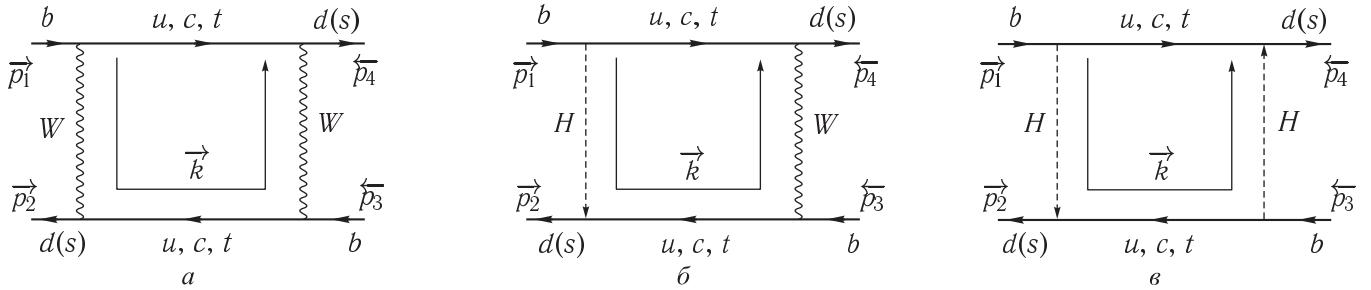


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процессов $B_{d(s)}^0 \rightarrow \tilde{B}_{d(s)}^0$ в вакууме при наличии трех поколений кварков (виртуальных u - $, c$ - и t -кварков): k — внутренний импульс, по которому проводится интегрирование; a — ГИМ-механизм СМ; β , ν — диаграммы с обменами одним и двумя заряженными бозонами Хиггса H^\pm в рамках минимальной суперсимметричной модели типа II

$$C_1 = \left[(V_{cd}^* V_{cb})^2 m_c^2 \eta_7 + (V_{td}^* V_{tb})^2 m_t^2 \eta_8 + \right. \\ \left. + 2 V_{td}^* V_{cd}^* V_{tb} V_{cb} \frac{m_c^2 m_t^2}{m_t^2 - m_c^2} \ln\left(\frac{m_t^2}{m_c^2}\right) \eta_9 \right],$$

$$C_l(G_{lk}) = [(V_{cd}^* V_{cb})^2 m_c^4 \eta_7 G_{l1}(\Lambda, m_c^2) + \\ + (V_{td}^* V_{tb})^2 m_t^4 \eta_8 G_{l1}(\Lambda, m_t^2) + \\ + 2 V_{td}^* V_{cd}^* V_{tb} V_{cb} m_c^2 m_t^2 \eta_9 G_{l2}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)] \\ (l = 2, 3, 4; k = 1, 2),$$

$$G_{21}(\Lambda, m_q^2) = \left[\ln\left(\frac{\Lambda + m_q^2}{m_q^2}\right) - \frac{\Lambda}{\Lambda + m_q^2} \right],$$

$$G_{22}(\Lambda, m_c^2, m_t^2) = \\ = \left[\frac{m_t^2}{m_t^2 - m_c^2} \ln\left(\frac{\Lambda + m_t^2}{m_t^2}\right) - \frac{m_c^2}{m_t^2 - m_c^2} \ln\left(\frac{\Lambda + m_c^2}{m_c^2}\right) \right],$$

$$G_{31}(\Lambda, m_q^2) = \left[\Lambda \frac{\Lambda + 2m_q^2}{\Lambda + m_q^2} + 2m_q^2 \ln\left(\frac{m_q^2}{\Lambda + m_q^2}\right) \right],$$

$$G_{32}(\Lambda, m_c^2, m_t^2) = \\ = \left[\Lambda + \frac{m_t^2 + m_c^2}{2} \ln\left(\frac{m_c^2 m_t^2}{\Lambda^2 + (m_t^2 + m_c^2)\Lambda + m_c^2 m_t^2}\right) + \right. \\ \left. + \frac{m_t^4 + m_c^4}{2(m_t^2 - m_c^2)} \ln\left(\frac{m_t^2(\Lambda + m_c^2)}{m_c^2(\Lambda + m_t^2)}\right) \right],$$

$$F_{11}(\Lambda, m_q^2) = G_{31}(\Lambda, m_q^2), \quad F_{12}(\Lambda, m_c^2, m_t^2) = G_{32}(\Lambda, m_c^2, m_t^2),$$

$$F_{21}(\Lambda, m_q^2) = G_{41}(\Lambda, m_q^2) = 4G_{21}(\Lambda, m_q^2),$$

$$F_{22}(\Lambda, m_c^2, m_t^2) = G_{42}(\Lambda, m_c^2, m_t^2) = 4G_{22}(\Lambda, m_c^2, m_t^2).$$

Здесь $F_{ij}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)$, $G_{lk}(\Lambda, m_c^2, m_t^2)$ — аналоги функций Высоцкого–Инами–Лима [10–12] для диаграмм с обменами одним и двумя заряженными скалярными бозонами соответственно; Λ — параметр «обрезания» расходящегося интеграла, $\tan\beta = v_2/v_1$ — отношение вакуумных средних скалярных дублетов в хигсовском секторе МССМ II, $f_{B_d} = 200$ МэВ — постоянная распада B_d -мезона, а $C_H = \frac{4\sqrt{2}m_\Psi^2}{v^2 m_{H^\pm}^2} \approx 5.98 \cdot 10^{-7} \times m_{H^\pm}^{-2}$ — константа эффективного четырехфермионного скалярного взаимодействия — аналог $G_F = 1.17 \cdot 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$; $B_{B_d} \approx 1.3$ — непертурбативная КХД-поправка, а η_4 , η_5 , η_6 , η_7 , η_8 , η_9 — факторизованные пертурбативные КХД-поправки¹ [10, 13]. Далее принимается $\eta_4 = \eta_7 = 1.3$, $\eta_6 = \eta_9 = 0.5$,

а также $\eta_5 = \eta_8 = 0.55$ [14]. Мы «обрезаем» интеграл по внутреннему импульсу k на масштабе m_{H^\pm} , считая, что заряженный бозон Хиггса обладает наибольшей массой в сравнении с другими переносчиками взаимодействий в изучаемом процессе.

Аналогичные формулы можно получить и для расщепления масс в системе нейтральных B_s^0 -мезонов при замене индекса d -кварка на индекс s -кварка в формулах (1) и (2).

2. Анализ численных результатов

Численные данные по суммарному вкладу диаграмм всех трех рассмотренных типов в разницу масс нейтральных B_d и B_s -мезонов приведены в табл. 1 и 2. Здесь $\Delta m_{LS}^{B_{d(s)}(\text{tot})} = \Delta m_{LS}^{B_{d(s)}(WW)} + \Delta m_{LS}^{B_{d(s)}(HW)} + \Delta m_{LS}^{B_{d(s)}(HH)}$. Курсивом отмечены значения $\Delta m_{LS}^{B_{d(s)}(\text{tot})}$, не укладывающиеся в рамки относительной экспериментальной погрешности измерений и сигнализирующие об ограничениях на существенные параметры выбранной модели — m_{H^\pm} и $\tan\beta$. Отклонение полученных в рамках модели значений расщепления масс от экспериментальных данных связано с вкладом от больших значений импульса в петле, который модифицирует функции Высоцкого–Инами–Лима [1, 12]. При этом асимптотика выражений (1), (2) и модифицированных функций одна и та же в пределе $m_{H^\pm} \rightarrow 0$ и соответствует вкладу лишь от диаграмм СМ типа WW .

Анализ табл. 1 показывает, что вклады от диаграмм типа рис. 1, β , ν в разницу масс B_d -мезонов малы по сравнению с вкладом СМ (рис. 1, a) во всей области значений $\tan\beta$ и m_{H^\pm} за исключением области малых $\tan\beta < 7$ при значениях масс заряженного бозона Хиггса $m_{H^\pm} > 270$ ГэВ, что в целом соответствует ограничениям, получаемым для системы нейтральных каонов.

Более существенные ограничения на $\tan\beta$ и m_{H^\pm} можно получить из рассмотрения величины $\Delta m_{LS}^{B_s(\text{tot})}$. Как и в случае смешивания в системе B_d -мезонов, в области больших m_{H^\pm} и малых $\tan\beta$ значения изучаемой наблюдаемой достаточно сильно отклоняются от экспериментальных данных. Однако основное ограничение будет идти из области больших величин $\tan\beta$.

На рис. 2 изображена проекция $\Delta m_{LS}^{B_s(\text{tot})}$ на плоскость $(m_{H^\pm}, \tan\beta)$. Светлые области плоскости соответствуют значениям $\Delta m_{LS}^{B_s(\text{tot})}$, близким экспериментальному. Темные области плоскости отвечают значениям, которые плохо согласуются с опытными данными. Совместный

¹ КХД — квантовая хромодинамика; КХД-поправки — поправки на обмен глюонами.

Таблица 1
Суммарное расщепление $\Delta m_{LS}^{B_d(\text{tot})}$ (10^{-13} ГэВ) масс нейтральных B_d^0 -мезонов в вакууме в рамках СМ и МССМ II в зависимости от массы заряженного бозона Хиггса и отношения вакуумных средних двух скалярных дублетов в хиггсовском секторе

| m_{H^\pm} , ГэВ | $\text{tg } \beta$ | | | | |
|-------------------|--------------------|-------|-------|-------|-------|
| | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 |
| 50 | 2.104 | 2.104 | 2.104 | 2.104 | 2.104 |
| 75 | 2.105 | 2.105 | 2.104 | 2.104 | 2.104 |
| 100 | 2.107 | 2.105 | 2.104 | 2.104 | 2.103 |
| 150 | 2.116 | 2.107 | 2.105 | 2.104 | 2.103 |
| 200 | 2.128 | 2.110 | 2.106 | 2.104 | 2.103 |
| 300 | 2.153 | 2.117 | 2.107 | 2.105 | 2.103 |
| 400 | 2.175 | 2.122 | 2.109 | 2.106 | 2.104 |
| 500 | 2.190 | 2.126 | 2.110 | 2.106 | 2.105 |

Экспериментальное значение для расщепления масс:

$\Delta m_{LS}^{B_d(\text{exp})} = (3.33 \pm 0.03) \cdot 10^{-13}$ ГэВ. Вклад от диаграмм СМ (рис. 1, а): $\Delta m_{LS}^{B_d(WW)} = 2.104 \cdot 10^{-13}$ ГэВ. Курсивом отмечены значения, не укладывающиеся в диапазоны относительной экспериментальной погрешности. Они соответствуют тем областям параметров m_{H^\pm} и $\text{tg } \beta$, которые противоречат имеющимся экспериментальным данным.

Таблица 2
Расщепление $\Delta m_{LS}^{B_s(\text{tot})}$ (10^{-12} ГэВ) масс нейтральных B_s^0 -мезонов в вакууме в рамках СМ и МССМ II в зависимости от массы заряженного бозона Хиггса и отношения вакуумных средних двух скалярных дублетов в хиггсовском секторе

| m_{H^\pm} , ГэВ | $\text{tg } \beta$ | | | | |
|-------------------|--------------------|------|------|------|------|
| | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 |
| 50 | 9.30 | 9.30 | 9.34 | 9.51 | 9.99 |
| 75 | 9.31 | 9.30 | 9.29 | 9.30 | 9.37 |
| 100 | 9.32 | 9.30 | 9.28 | 9.25 | 9.23 |
| 150 | 9.35 | 9.30 | 9.26 | 9.20 | 9.12 |
| 200 | 9.40 | 9.32 | 9.25 | 9.18 | 9.08 |
| 300 | 9.51 | 9.34 | 9.26 | 9.18 | 9.07 |
| 400 | 9.61 | 9.37 | 9.27 | 9.19 | 9.10 |
| 500 | 9.69 | 9.39 | 9.28 | 9.21 | 9.13 |

Экспериментальное значение для расщепления масс:

$\Delta m_{LS}^{B_s(\text{exp})} = (11.4^{+0.2}_{-0.1}) \cdot 10^{-12}$ ГэВ. Вклад от диаграмм СМ (рис. 1, а): $\Delta m_{LS}^{B_s(WW)} = 9.30 \cdot 10^{-12}$ ГэВ.

анализ табл. 2 и рис. 2 показывает, что величина расщепления масс накладывает существенные ограничения на величины $\text{tg } \beta$ и m_{H^\pm} . В частности, исключенными оказываются не только значения $\text{tg } \beta < 8$ при $m_{H^\pm} > 250$ ГэВ, но и области больших $\text{tg } \beta > 32$; в этом случае при умеренных величинах $m_{H^\pm} < 600$ ГэВ «разрешенным» оказывается лишь небольшой диапазон значений m_{H^\pm} между 70 и 120 ГэВ. На рисунке отражена только область больших $\text{tg } \beta$, при которых достигаются значения $\Delta m_{LS}^{B_s(\text{tot})}$, не согласующиеся с экспериментальными данными.

Заключение

В настоящей работе рассмотрен сценарий МССМ типа II с явным нарушением CP -инвариантности в эффективном хиггсовском потенциале, когда масштаб масс

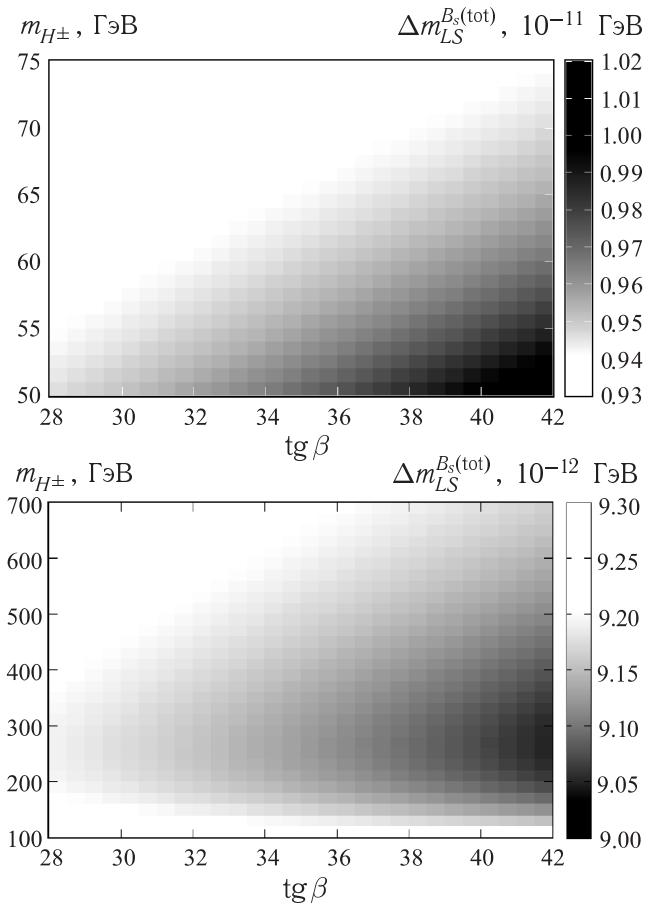


Рис. 2. Зависимость величины расщепления масс в системе нейтральных B_s -мезонов $\Delta m_{LS}^{B_s(\text{tot})}$ от массы заряженного бозона Хиггса m_{H^\pm} и отношения вакуумных средних двух скалярных дублетов модели $\text{tg } \beta$. Подробности см. в тексте статьи

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 [5]. 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 B_d -мезонов основной вклад в расщепление масс почти полностью определяется WW -диаграммами стандартной модели, и в широкой области значений m_{H^\pm} и $\text{tg } \beta > 7$ поправки к Δm_{LS} в СМ являются пренебрежимо малыми и находятся за пределами точности экспериментальных методов наблюдения. В то же время на основании анализа величины $\Delta m_{LS}^{B_d(\text{tot})}$ (рис. 2) возможно ограничить плоскость параметров $(m_{H^\pm}, \text{tg } \beta)$, не только исключив одновременное сочетание малых $\text{tg } \beta < 8$ при $m_{H^\pm} > 250$ ГэВ, но и сохранив лишь небольшую область значений 70 ГэВ $< m_{H^\pm} < 120$ ГэВ при больших величинах $\text{tg } \beta > 32$.

Общий вид пропагатора позволяет не ограничиваться низкоэнергетическим приближением для виртуальных фермионов, примененным в [1]. Тем не менее как аналитические выражения, так и численные данные настоящей работы находятся в хорошем согласии с проведенными

ранее в [1] расчетами, а также соотносятся с экспериментальными данными и адекватно отражают физику процесса при не слишком больших значениях импульса в петле k .

Список литературы

1. Дубинин М.Н., Сукачев А.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 4. С. 31.
2. Высоцкий М.И., Невзоров Р.Б. // УФН. 2001. **171**, № 9. С. 939; Nilles H.P. // Phys. Rep. 1984. **110**, N 1–2. P. 1.
3. Glashow S.L., Weinberg S. // Phys. Rev. D. 1977. **15**, N 7. P. 1958.
4. Inoue K., Kakuto A., Komatsu H., Takeshita S. // Progr. Theor. Phys. 1982. **67**, N 6, P. 1889; Ann. Phys. (N.Y.). 1983. **148**, N 1. P. 95.
5. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. // Ядерная физика. 2005. **68**, № 11. С. 1913; Phys. Rev. D. 2005. **71**. P. 075008.
6. Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В., Дубинин М.Н. // Физ. элем. част. и ат. ядра. 2006. **37**, № 5. С. 677.
7. Dubinin M.N., Semenov A.V. // Eur. Phys. J. C. 2003. **28**. P. 223.
8. Дубинин М.Н., Сукачев А.И. // Ядерная физика. 2008. **71**, № 2. С. 395.
9. Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L. // Phys. Rev. D. 1970. **2**. P. 1285.
10. Высоцкий М.И. // Ядерная физика. 1980. **31**, № 1-4. С. 1535.
11. Inami T., Lim C.S. // Progr. Theor. Phys. 1981. **65**, N 1. P. 297.
12. 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.
14. Buras A.J., Jamin M., Weisz P.H. // Nucl. Phys. B. 1990. **347**. P. 491.
15. Diaz R.A., Martinez R., Sandoval C. // Eur. Phys. J. C. 2006. **46**, N 2. P. 403.

Mass splitting in $B_{d,s}^0$ neutral meson systems in a framework of the minimal supersymmetry standard model

A. I. Sukachev

Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: salex-82@yandex.ru.

Effects of the minimal supersymmetry standard model with Yukawa sector type two and with an explicit CP -violation in Higgs potential, occurring through a mixing of physical states in $B_{d,s}^0$ neutral meson systems, are considered. Δm_{LS} mixing parameter is evaluated within the limits of four-fermion approximation with charged Higgs (H^\pm) exchanges. This work specifies data, given in [1], and sets new limitations for the m_{H^\pm} model parameter.

Keywords: supersymmetric models, Higgs bosons.

PACS: 12.60.Jv, 14.80.Cp.

Received 4 November 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2009).

Сведения об авторе

Сукачев Алексей Игоревич — аспирант; e-mail: salex-82@yandex.ru.