

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра физики частиц и космологии

**Физика V -мезонов в модели с
большими дополнительными
измерениями и одним поколением**

Курсовая работа
студента 4 курса
Тимирясова Инара Ильдаровича
Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук.
Максим Валентинович Либанов

Зам зав. кафедрой
физики частиц и космологии
профессор Белокуров В.В.

Москва-2011

Содержание

1	Введение	1
2	Описание модели	3
3	Физика B -мезонов и феноменологические ограничения на параметры модели	4
3.1	Процессы с $\Delta G = 0$	4
3.2	Процессы с $\Delta G \neq 0$	7
4	Заключение	8

1 Введение

Стандартная модель (СМ) с хорошей точностью описывает экспериментальные данные в области физики элементарных частиц (за исключением смешивания нейтрино). Однако вопрос, почему существует именно три поколения частиц материи с сильно отличающимися массами, остается открытым. Так же не решается проблема калибровочной иерархии и связанная с ней проблема тонкой подстройки. В работах [1], [2] была предложена модель, согласующаяся с СМ в низкоэнергетическом пределе, и при этом элегантно решающая проблему иерархии масс фермионов и существования трех поколений частиц.

Для объяснения всех наблюдаемых явлений выдвигается предположение, что пространство-время имеет размерность $5 + 1$, а два дополнительных измерения представляют собой сферу радиуса R . Таким образом пространство модели: $R^4 \otimes S^2$. Радиус сферы R можно понимать как размер локализации бозонов.

Наблюдаемый нами мир – четырехмерен. Поэтому надо каким-то образом зафиксировать положение фермионов в двух дополнительных измерениях. Для этого используется механизм локализации на топологическом дефекте (см, [3], а так же обзор [4] и ссылки в нем). В качестве топологического дефекта выбран калибровочный вихрь Абрикосова-Нильсена-Олесена. Впервые возможность локализации фермионов в коре вихря на сфере была показана в работе [5].

Для фермионов в поле вихря на сфере сохраняется угловой момент, дополненный глобальными преобразованиями по группе вихря:

$$J = -i\partial_\varphi - k\frac{1 + \Gamma_7}{2}. \quad (1)$$

В этой формуле φ – азимутальный угол на сфере, Γ_7 - шестимерный аналог Γ_5 , k - целое число, характеризующее, в зависимости от деталей модели, заряд фермионов

по группе вихря, или топологическое число самого вихря. Три поколения четырехмерных фермионов получаются при $k = 3$.

Идея заключается в том, что наблюдаемые нами разные поколения фермионов соответствуют нулевым модам одного шестимерного поколения фермионов с различными моментами в дополнительных измерениях (ДИ). Четырехмерная масса получается интегрированием массовых членов по координатам ДИ. Моды с различными моментами имеют различную зависимость от координат ДИ. Таким образом, за счет разной угловой зависимости фермионов возникает иерархическая структура в массовой матрице. Номер поколения четырехмерных фермионов G соответствует моменту (1). Для получения смешиваний кварков необходимо ввести еще одно дополнительное скалярное поле.

В отличие от фермионов калибровочные поля не локализованы на вихре, а напротив могут свободно распространяться в дополнительных измерениях вплоть до радиуса R . С четырехмерной точки зрения каждому шестимерному калибровочному полю соответствует башня Калуца-Клейновских мод. Легчайшие (нулевые) моды - это фотоны, W и Z бозоны, глюоны. Тяжелые моды имеют массу порядка $1/R$ и могут нести ненулевой момент, или, что то же самое, номер поколения. Этот последний факт допускает "горизонтальные" (т.е. с участием нейтральных токов) переходы между поколениями в эффективной низкоэнергетической теории отсутствующие в СМ.

Таким образом, экспериментально наблюдаемыми эффектами будут, например, запрещенные в СМ процессы с нарушением аромата нейтральными токами (FCNC).

Существуют экспериментальные ограничения на относительные ширины запрещенных процессов. Вычислив вероятности этих процессов в рамках изучаемой модели и сравнив их с известными данными из [6], можно получить ограничения на параметры модели.

В работе [7] рассматривались редкие процессы с участием K мезонов - частиц, содержащих кварк второго поколения, а так же чисто лептонные процессы, например $\mu \rightarrow e\gamma$. Наилучшее ограничение $1/R \simeq 64 \text{ TeV}$ было получено из распада $K_L^0 \rightarrow \mu e$, что обусловлено тем, что этот процесс не изменяет номер поколения (однако нарушает лептонное число).

В последнее время проводится много экспериментов посвященных изучению физики B мезонов. Поэтому естественно попробовать получить ограничения на $1/R$ из новых экспериментальных данных. Именно в этом и состоит цель настоящей работы.

2 Описание модели

Взаимодействие шестимерного спинора Ψ с электромагнитным полем \mathcal{A}_A в калибровочном базисе дается выражением:

$$\mathcal{L}_6 = \sqrt{|G|} e_6 \mathcal{A}_A \bar{\Psi} \Gamma^A(X) \Psi \equiv \sqrt{|G|} e_6 \mathcal{A}_A J^A, \quad (2)$$

где G – определитель метрического тензора в шестимерном пространстве, e_6 – шестимерный заряд, Γ^A – шестимерные матрицы Дирака.

В работе [7] показано, что следующий из (2) эффективный лагранжиан четырехмерного взаимодействия можно представить в виде

$$\mathcal{L}_4 = e \cdot \text{Tr}(\mathbf{A}^\mu \mathbf{j}_\mu^*), \quad (3)$$

где

$$\mathbf{A}^\mu = (\mathbf{A}^\mu)^\dagger = \sum_{l=0}^{\infty} \begin{pmatrix} E_{11}^{l,0} A_{l,0}^\mu & E_{12}^{l,1} A_{l,1}^\mu & E_{13}^{l,2} A_{l,2}^\mu \\ E_{21}^{l,1} A_{l,1}^{\mu*} & E_{22}^{l,0} A_{l,0}^\mu & E_{23}^{l,1} A_{l,1}^\mu \\ E_{31}^{l,2} A_{l,2}^{\mu*} & E_{32}^{l,1} A_{l,1}^{\mu*} & E_{33}^{l,0} A_{l,0}^\mu \end{pmatrix}, \quad (4)$$

а константы $E_{mn}^{l,n-m}$ приближенно равны

$$E_{mn}^{l,m-n} \sim \begin{cases} l^{|m-n|+1/2} \theta_A^{|m-n|} & \text{при } l\theta_A \ll 1, \\ \frac{1}{\sqrt{\theta_A}} & \text{при } l \simeq \frac{1}{\theta_A}, \\ e^{-lF(\theta_A)} & \text{при } l\theta_A \gg 1. \end{cases} \quad (5)$$

Фигурирующая в этом выражении малая величина θ_A – это характерный угловой масштаб (θ полярный угол на сфере, центр вихря при $\theta = 0$) векторного поля, образующего вихрь. Аналогично θ_Φ – характерный масштаб скалярного поля вихря. Эти параметры контролируют отношение масс фермионов (см [5]):

$$m_{33} : m_{22} : m_{11} \simeq 1 : \left(\frac{\theta_\Phi}{\theta_A}\right)^2 : \left(\frac{\theta_\Phi}{\theta_A}\right)^4. \quad (6)$$

Наблюдаемая иерархия масс возникает при $\frac{\theta_A}{\theta_\Phi} \simeq \theta_A \simeq 0.1$.

Матрица (4) выписана в калибровочном базисе. Нам же понадобится ее вид в массовом базисе.

Интересующая нас матрица $\tilde{\mathbf{A}}^\mu$, получена в [7] и имеет вид:

$$\left(\begin{array}{ccc} \mathbf{A}_{11} - 2\text{Re}(\epsilon^* \alpha \mathbf{A}_{12}) & \mathbf{A}_{12} + \epsilon \alpha (\mathbf{A}_{11} - \mathbf{A}_{22}) - \gamma \epsilon^* \mathbf{A}_{13} & \mathbf{A}_{13} + \epsilon (\gamma \mathbf{A}_{12} - \alpha \mathbf{A}_{23}) \\ \mathbf{A}_{12}^* + \epsilon^* \alpha (\mathbf{A}_{11} - \mathbf{A}_{22}) - \epsilon \gamma \mathbf{A}_{13}^* & \mathbf{A}_{22} + 2\text{Re}(\epsilon^* (\alpha \mathbf{A}_{12} - \gamma \mathbf{A}_{23})) & \mathbf{A}_{23} + \epsilon^* \alpha \mathbf{A}_{13} + \epsilon \gamma (\mathbf{A}_{22} - \mathbf{A}_{33}) \\ \mathbf{A}_{13}^* + \epsilon^* (\gamma \mathbf{A}_{12}^* - \alpha \mathbf{A}_{23}^*) & \mathbf{A}_{23}^* + \epsilon \alpha \mathbf{A}_{13}^* + \epsilon^* \gamma (\mathbf{A}_{22} - \mathbf{A}_{33}) & \mathbf{A}_{33} + 2\text{Re}(\epsilon^* \gamma \mathbf{A}_{23}) \end{array} \right)^\mu \quad (7)$$

Входящие сюда параметры: α и $\gamma \simeq \theta_A \simeq 0.1$, $\epsilon \sim 0.7$. Подробнее см [7]. Приведенные выше результаты обобщаются и на неабелевы калибровочные бозоны.

3 Физика B -мезонов и феноменологические ограничения на параметры модели

B -мезоны – это частицы, содержащие один b кварк и один из легких кварков u, d, s или c . Все эти частицы имеют схожие массы и времена жизни. Это связано с тем, что основной вклад дает тяжелый ($m_b \approx 4.5$ GeV) b кварк.

Для вычисления ширин распадов мы будем пользоваться эффективной четырехмерной теорией. Амплитуда процессов в этом приближении дается выражением вида:

$$M = GL_\alpha H^\alpha, \quad (8)$$

где G – константа взаимодействия ($G = \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}$ для СМ или $G \sim g^2 R^2$ для модели со сферическими ДИ), L_α и H_α – лептонный и адронный токи.

Мезоны – это связанные состояния кварка и антикварка. Этим обусловлена некоторая специфика вычисления матричных элементов для их распадов. А именно, если лептонный ток, входящий в (8), можно сразу выписать в виде $\bar{u}_{l_1} \gamma_\alpha \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right) u_{l_2}$, то с адронным током дело обстоит иначе. В общем случае H_α представляет собой сумму полярного и аксиального векторов:

$$H_\alpha = V_\alpha + A_\alpha.$$

B -мезоны являются псевдоскалярными частицами, поэтому $V_\alpha = 0$. A_α может быть представлен (см, например [8]) в виде:

$$A_\alpha = f_B \varphi_B p_\alpha, \quad (9)$$

где φ_B – волновая функция B -мезона, p_α – его 4-импульс, а f_B – постоянная размерности массы, которая может быть определена из эксперимента или вычислена на решетке.

Сейчас мы перейдем к рассмотрению процессов с участием B -мезонов, запрещенных в СМ. При этом, исходя из особенностей модели (момент (1) сохраняется, поэтому процессы с $\Delta G \neq 0$ подавлены), естественным будет рассмотрение в отдельности процессов, в которых номер поколения G не изменяется ($\Delta G = 0$), и процессов с изменением номера поколения ($\Delta G \neq 0$).

3.1 Процессы с $\Delta G = 0$

Распад $B_s^0 \rightarrow \mu e$

Чтобы пояснить вышесказанное, рассмотрим подробно распад B_s^0 -мезона. Его кварковый состав: $s\bar{b}$. В эксперименте B_s^0 не отличают от \bar{B}_s^0 . Так же не фиксируется конкретное конечное состояние: $\mu^+ e^-$ или $\mu^- e^+$.

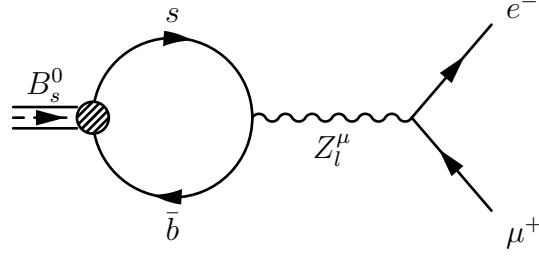


Рис. 1: $B_s^0 \rightarrow \mu e$

Распад $B_s^0 \rightarrow \mu e$ запрещен в СМ, так как он нарушает лептонное число. Но в модели с ДИ есть высшие моды Z -бозона, несущие ненулевой угловой момент (1). Нас интересует $Z_{l,1}^\mu$, где индекс 1 указывает значение переносимого углового момента. В самом деле: для распада B_s^0 мезона должны аннигилировать s и \bar{b} кварки, при этом произойдет изменение углового момента на единицу. Этот угловой момент уносится $Z_{l,1}^\mu$ бозоном, который распадается на μ^+ и e^- . Суммарный момент сохраняется, $\Delta G = 0$, значит этот распад не подавляется дополнительными малыми параметрами, характеризующими смешивание. Распад \bar{B}_s^0 в $\mu^- e^+$ также не подавлен.

В рамках изучаемой модели в ширину $B_s^0 \rightarrow \mu e$ распада дают вклад две диаграммы: $B_s^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ (см рис. (1)) и аналогичная ей $\bar{B}_s^0 \rightarrow \mu^- e^+$. Переходы $B_s^0 \rightarrow \mu^- e^+$, и $\bar{B}_s^0 \rightarrow \mu^+ e^-$, подавлены, т.к. меняют номер поколения на 2.

B_s^0 -мезон является псевдоскаляром, он не может распадаться через чисто векторный ток, взаимодействующий с модами фотона. Поэтому в ширину будет давать вклад $V - A$ взаимодействие с высшими модами Z -бозона. Из (7) получаем доминантное аксиальное взаимодействие в четырехмерном лагранжиане:

$$\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_{l=1}^{\infty} Z_{l,1}^\mu \left(-E_{23}^{l,1} \frac{1}{2} \bar{b} \gamma_\mu \gamma_5 s - E_{12}^{l,1} \left(\frac{1}{2} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 \mu + \left[\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right] \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 \mu \right) \right). \quad (10)$$

Мы рассматриваем четырехфермионное взаимодействие, заменяя пропагатор Z -бозона квадратом его обратной массой, равным $\frac{R^2}{l(l+1)}$. Далее, необходимо просуммировать по моменту l , чтобы учесть вклад всех тяжелых мод:

$$\sum_{l=1}^{\infty} \frac{E_{12}^{l,1} E_{23}^{l,1} R^2}{l(l+1)} = \zeta_s R^2, \quad (11)$$

Численное значение $\zeta_s \approx 0.3$ получено суммированием ряда (11) с $E_{mn}^{l,m-n}$, определенным по формуле (5) с $1/\theta_A \approx 10$.

Амплитуда рассматриваемого процесса состоит из двух слагаемых:

$$M = G' \varphi_{B_s^0} f_{B_s} p_\alpha \left(\bar{e} \gamma^\alpha \left(\gamma_5 + \left[\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right] \right) \mu + \bar{\mu} \gamma^\alpha \left(\gamma_5 + \left[\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right] \right) e \right), \quad (12)$$

где

$$G' = \frac{g^2 \zeta_s R^2}{16 \cos^2 \theta_W}. \quad (13)$$

Чтобы получить квадрат амплитуды, домножим (12) на эрмитово сопряженное выражение. При этом перекрестные члены обращаются в ноль (это можно увидеть, например, с помощью преобразований Фирца), т.е. два процесса не интерферируют.

Итак, квадрат амплитуды имеет вид:

$$|M|^2 = G'^2 f_{B_s}^2 m_\mu^2 \left(1 + [1 - 4 \sin^2 \theta_W]^2\right) 8(p_e p_\mu). \quad (14)$$

Ширина распада (в пренебрежении массой электрона):

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow \mu e) = \frac{G'^2 f_{B_s}^2 m_\mu^2 m_{B_s}}{4\pi} \left(1 + [1 - 4 \sin^2 \theta_W]^2\right) \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_{B_s}^2}\right)^2. \quad (15)$$

Для сравнения с экспериментальными данными последнее выражение удобно домножить на время жизни B_s^0 , чтобы получить парциальную ширину распада:

$$\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu e) = \Gamma(B_s^0 \rightarrow \mu e) \tau(B_s^0) < B_{B_s^0 \rightarrow \mu e} \equiv 2.0 \cdot 10^{-7}. \quad (16)$$

Тогда для $1/R$ получим,

$$\frac{1}{R} > M_Z \left(\frac{G_F^2 c_s^2 f_{B_s}^2 m_B m_\mu^2 (1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w) \tau}{64\pi B_{B_s^0 \rightarrow \mu e}} \right)^{1/4}. \quad (17)$$

Подставляя численные значения f_{B_s} из [10] находим:

$$\frac{1}{R} > 450 \text{ GeV}. \quad (18)$$

При получении этой оценки мы использовали значение f_{B_s} , посчитанное на решетке. Численный результат для этой величины различается в разных статьях. Несколько различных значений f_B приведены в статье [11], и лежат в пределах $197 - 216 \text{ MeV}$. Ошибка 10% в f_{B_s} дает $\sim 5\%$ ошибку в $1/R$.

Сейчас мы покажем, как можно получить аналогичные оценки, вообще не используя численное значение величины f_{B_s} .

Распад $B^0 \rightarrow \tau e$

Рассмотрим похожий процесс распада $B^0 \rightarrow \tau e$. В этом процессе также не меняется номер поколения. B^0 -мезон состоит из d и \bar{b} кварков. Так же как и в предыдущем случае, экспериментально не различаются $B^0 \rightarrow \tau^+ e^-$, и $\bar{B}^0 \rightarrow \tau^- e^+$ распады.

Соответствующий $B^0 \rightarrow \tau e$ распаду член в эффективном четырехмерном лагранжиане имеет вид:

$$\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_{l=1}^{\infty} E_{13}^{l,2} Z_{l,1}^\mu \left(-\frac{1}{2} \bar{b} \gamma_\mu \gamma_5 d - \left(\frac{1}{2} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 \tau + \left[\frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W \right] \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 \tau \right) \right). \quad (19)$$

Вычисление квадрата амплитуды аналогично предыдущему случаю и дает:

$$|M|^2 = \left(\frac{g^2 \zeta_d R^2}{16 \cos^2 \theta_W} \right)^2 f_{B_s}^2 m_\mu^2 \left(1 + [1 - 4 \sin^2 \theta_W]^2 \right) 8(p_e p_\mu), \quad (20)$$

где

$$\sum_{l=1}^{\infty} \frac{(E_{13}^{l,1})^2 R^2}{l(l+1)} = \zeta_d R^2, \quad \zeta_d \approx 0.2. \quad (21)$$

В СМ разрешены двухчастичные лептонные распады B^+ мезонов. Распад $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$ описывается взаимодействием:

$$\frac{g}{2\sqrt{2}} W^\mu \left(\bar{b} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u |V_{ub}| + \bar{\tau} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_\tau \right), \quad (22)$$

где $|V_{ub}|$ – соответствующий элемент матрицы Кабибо-Кабаяши-Моаскава .

Теперь мы можем выразить парциальную ширину распада $B^0 \rightarrow \tau e$ через экспериментально измеренную парциальную ширину процесса $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$:

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu e) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow \mu e)}{\Gamma(B^0 \rightarrow \text{all})} = \text{Br}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu) \frac{\tau(B_L^0)}{\tau(B^+)} \frac{|M(B^0 \rightarrow \mu e)|^2}{|M(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu)|^2} \quad (23)$$

Зная из [6] ограничение на ширину $B^0 \rightarrow \tau e$:

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow \bar{\tau}^+ e^-) < B_{B^0 \rightarrow \tau e} = 2.8 \cdot 10^{-5}, \quad (24)$$

можно получить следующее ограничение на радиус сферы:

$$\frac{1}{R} > \frac{M_W}{\cos \theta_W} \left(\frac{\zeta_d}{|V_{ub}|} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{Br}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu)}{B_{B^0 \rightarrow \tau e}} \frac{\tau(B^0)}{\tau(B^+)} 4 \left(2 \sin^4 \theta_W - \sin^2 \theta_W + 1/4 \right) \right)^{1/4}, \quad (25)$$

Результат для $1/R$:

$$\frac{1}{R} > 650 \text{ GeV}. \quad (26)$$

Отметим еще раз, что f_B и фазовые объемы для двух процессов сократились.

Полученные в работе [7] результаты на два порядка лучше. Это связано с тем, что парциальная ширина распада $K_L^0 \rightarrow \mu e$ ограничена с существенно большей точностью (ср. с (24)):

$$\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ e^-) < B_K = 2.4 \cdot 10^{-12}. \quad (27)$$

3.2 Процессы с $\Delta G \neq 0$

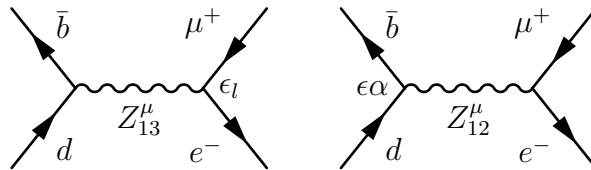


Рис. 2: $d, \bar{b} \rightarrow \mu^+ e^-$

Процессы с $\Delta G \neq 0$ подавлены, как это следует из (7), степенями параметра смешивания $\epsilon\alpha$.

В распаде $B^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ номер поколения меняется на 1. Поясним на примере этого распада, как устроено подавление. Переходу d, \bar{b} в $e^-, \bar{\mu}^+$ соответствуют две диаграммы (см. рис. (2)). На первой ток $\bar{b}\gamma_\mu\gamma_5 d$ испускает Z_{13}^μ бозон, который с подавлением ϵ_l взаимодействует с током $\left(\frac{1}{2}\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\mu + \left(\frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_W\right)\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\mu\right)$. На второй, наоборот, с подавлением $\epsilon\alpha$ испускается бозон Z_{12}^μ , который без подавления взаимодействует с лептонным током. Величину ϵ_l можно оценить как $(m_e/m\tau)^{1/4} \simeq 0.13$.

Выпишем, учитывая (7), член четырехмерного лагранжиана, описывающий $B^0 \rightarrow \bar{\mu}^+ e^-$:

$$\begin{aligned} & \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{l=1}^{\infty} E_{13}^{l,2} Z_{l,1}^\mu \left(-\frac{1}{2}\bar{b}\gamma_\mu\gamma_5 d - \epsilon_l \left(\frac{1}{2}\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\mu + \left[\frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_W \right] \bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\mu \right) \right) + \\ & \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{l=1}^{\infty} E_{12}^{l,1} Z_{l,1}^\mu \left(-\epsilon\alpha \frac{1}{2}\bar{b}\gamma_\mu\gamma_5 d - \left(\frac{1}{2}\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\mu + \left[\frac{1}{2} - 2\sin^2\theta_W \right] \bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\mu \right) \right). \end{aligned} \quad (28)$$

Амплитуда процесса $B^0 \rightarrow \mu e$ складывается из двух слагаемых, которые, также как и в предыдущих пунктах, не интерферируют.

Квадрат амплитуды (с учетом того, что B^0 и \bar{B}^0 на эксперименте не различаются):

$$|M|^2 = \left(\frac{g^2 R^2}{16 \cos^2 \theta_W} \right)^2 f_{B_s}^2 m_\mu^2 \left[(\zeta_d \epsilon \alpha)^2 + (\xi \epsilon_l)^2 \right] \left(1 + \left[1 - 4 \sin^2 \theta_W \right]^2 \right) 8(p_e p_\mu), \quad (29)$$

где ζ_d определена соотношением (21), а

$$\sum_{l=1}^{\infty} \frac{(E_{12}^{l,1})^2 R^2}{l(l+1)} = \xi R^2, \quad \xi \approx 0.4. \quad (30)$$

В итоге получаем:

$$\frac{1}{R} > M_Z \left(\frac{G_F^2 [(\zeta_d \epsilon \alpha)^2 + (\xi \epsilon_l)^2] f_B^2 m_B m_\mu^2 (1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w) \tau}{64\pi B_{B^0 \rightarrow \mu e}} \right)^{1/4}. \quad (31)$$

В [6] для $B_{B^0 \rightarrow \mu e}$ приведено значение:

$$\text{Br}(B^0 \rightarrow \bar{\mu}^+ e^-) < B_{B^0 \rightarrow \mu e} = 6.4 \cdot 10^{-8}. \quad (32)$$

Используя численное значение f_B из [11], получаем ограничение:

$$\frac{1}{R} > 140 \text{ GeV}. \quad (33)$$

4 Заключение

В ходе работы были изучены процессы с участием B -мезонов. Были получены ограничения на радиус R , характеризующий масштаб локализации калибровочных бозонов. Наилучшее ограничение, полученное из распада $B^0 \rightarrow \tau e$, составляет $1/R > 650 \text{ GeV}$, что меньше аналогичного ограничения, полученного в [7].

Список литературы

- [1] M. V. Libanov, S. V. Troitsky. Three fermionic generations on a topological defect in extra dimensions. // -Nucl. phys. -2001. -B599. -p.319-333.
- [2] J. M. Frere, M. V. Libanov and S. V. Troitsky. Three generations on a local vortex in extra dimensions.// -Phys. Lett. -2001. -B512. -p.169-173.
- [3] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov. Do We Live Inside a Domain Wall?// -Phys. Lett. -1983. -B125. -p.136-138.
- [4] Rubakov V.A. Large and infinite extra dimensions: an introduction.
- [5] J. M. Frere, M. V. Libanov, E.Y. Nugaev and S. V. Troitsky. Fermions in the vertex background on a sphere. // -JHEP. -2003. -0306. -p.009.
- [6] K.Nakamura et al. (Particle Data Group) // -J. Phys., -G37, -075021 -2010
- [7] J. M. Frere, M. V. Libanov, E.Y. Nugaev and S. V. Troitsky. Flavour violation with a single generation.// -JHEP.-2004. -03. -p.001
- [8] Окунь Л.Б. Лептоны и кварки.// -М.: Наука. -1981. -304 с.
- [9] P. Langacker. The Standard Model and Beyond.// -CRC Press. -2010. -663p.
- [10] Collins S., Davies C. T., Hein J., Lepage G. P., Morningstar C. J., Shigemitsu J., Sloan J. Scaling and further tests of heavy meson decay constant determinations from nonrelativistic QCD.// -Phys.Rev. D. -63c4505C -2001
- [11] M. Artuso, E. Barberio, Sh. Stone. B Meson Decays.// -arXiv:0902.3743v4