

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С324.1Г
П-295

28/II-74
P2 - 10211

С.Т.Петков

723/2-77

РАСПАД $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ И ВЕКТОРНЫЕ МОДЕЛИ
СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1976

P2 - 10211

С.Т.Петков

РАСПАД $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ И ВЕКТОРНЫЕ МОДЕЛИ
СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Петков С.Т.

P2 - 10211

Распад $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ в векторные модели слабых и электромагнитных взаимодействий

Получено ограничение, которое накладывают существующие данные о распаде $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ на массу с ("Charm") кварка векторной модели Гелл-Манна, Фритча и Минковского: $m_c \leq 4$ ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Petcov S.T.

P2 - 10211

The $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ Decay and the Vectorlike Models of Weak and Electromagnetic Interactions

The $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ decay rate is evaluated within the framework of the Gell-Mann, Fritzsche, Minkowski vectorlike model and a restriction on the C ("charm") quark mass is derived: $m_c \leq 4$ GeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

1. В настоящее время трудно объяснить в рамках стандартной модели с четырьмя трехцветными кварками и четырьмя известными лептонами ^{1,2/} /модель ГИМ/ экспериментально наблюдаемый рост величины $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ со значения $R_{\text{эксп.}} \sim 2,5$ до значения $R_{\text{эксп.}} \sim 5,5$ при увеличении энергии начальных частиц с 3 до 5 ГэВ /в с.ц.и./^{3/}. Как известно, в указанной области энергий /в предположении существования скэйлинга/

$$R = \sum_i Q_i^2,$$

где Q_i - заряд i -того вида кварков, рождаемых при e^+e^- -аннигиляции. Таким образом, предсказываемое моделью ГИМ максимальное значение R равно всего лишь 10/3. Большое значение $R_{\text{эксп.}}$ можно объяснить, предположив существование дополнительных тяжелых фермионов /лептонов и /или/ кварков/^{4/}. Это обстоятельство стимулировало появление калибровочных теорий слабого и электромагнитного взаимодействий, в которых количество кварков и лептонов превышает количество кварков и лептонов модели ГИМ, и, в частности, - создание векторных /векторноподобных/ теорий^{5,6/}. Такие теории обладают рядом интересных свойств, которые широко обсуждались в литературе^{5-7/}: наличие правовинтовых заряженных и нейтральных токов в гамильтониане слабого взаимодействия, векторность слабых нейтральных

токов заряженных частиц, эффективная векторность слабых токов при энергиях, при которых массами фермионов теории можно пренебречь, и др. В рамках векторных теорий электронное и мюонное нейтрино естественным образом получают массы за счет слабых взаимодействий.

Особое место среди векторных схем занимает модель Гелл-Манна, Фритча и Минковского /модель ГФМ/^{6/}, которая содержит шесть кварков и семь лептонов, объединенных в следующие левовинтовые и правовинтовые SU(2) дублеты:

$$\begin{pmatrix} \nu_e & E^0 & \nu_\mu \\ e & E^- & \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u & t & c \\ d' & b & s' \end{pmatrix}_L, \quad /1/$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e & E^0 & N^0 \\ E^- & e & \mu \end{pmatrix}_R, \begin{pmatrix} u & t & c \\ b & d'' & s'' \end{pmatrix}_R,$$

где u, d, s - поля кварков Гелл-Манна-Цвейга, c ("Charm"), t ("top"), b ("bottom") - поля тяжелых кварков с зарядами $2/3, 2/3$ и $-1/3$ соответственно, E^-, E^0 - поля тяжелых дираковских лептонов, N^0 - поле тяжелого майорановского лептона,

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad d'' = d \cos \theta + s \sin \theta,$$

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c, \quad s'' = -d \sin \theta + s \cos \theta,$$

θ_c - угол Кабиббо и θ - параметр смешивания правовинтовых s и d кварков. Именно майорановский лептон N^0 и связанные с ним эффекты /например, процессы с несохранением мюонного заряда/ выделяют модель ГФМ среди остальных векторных теорий. В связи с этим представляет интерес вопрос о значении массы лептона

N^0 , являющийся составной частью более общего вопроса о значениях масс тяжелых фермионов модели ГФМ.

Цель настоящей работы - получение тех ограничений на указанные массы, которые следуют из существующих данных о распаде $K_L^0 \rightarrow 2\mu$.

II. Вычислим ширину распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ в схеме ГФМ.

Пренебрегая эффектами нарушения CP-инвариантности, будем предполагать, что мнимая часть амплитуды распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ $\text{Im} M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ определяется амплитудой процесса $K_L^0 \rightarrow 2\gamma/8/$, т.е. что в условии унитарности для амплитуды $M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ основной вклад дает 2γ промежуточное состояние. В этом случае

$$|\text{Im} M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)|^2 = 1,2 \cdot 10^{-5} \Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma), \quad /2/$$

где $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)$ - ширина распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$.

Найдем $\text{Re} M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$. С этой целью рассмотрим процесс $s + \bar{d} \rightarrow \mu + \bar{\mu}$ без учета сильных взаимодействий /приближение свободных кварков/. В низшем порядке теории возмущения ему соответствуют диаграммы *рис. 1-5*. На *рис. 3-5* изображены не все диаграммы соответствующего вида/.

Вычисление $\text{Re} M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ в схеме ГФМ во многом схоже с обсуждавшимся в работах ^{9,10/} вычислением $\text{Re} M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ в схеме ГИМ. Поэтому мы не будем останавливаться подробно на соответствующих расчетах. Отметим лишь следующие особенности. Диаграммы с виртуальным Z -бозоном и виртуальным γ -квантом не дают вклада в амплитуду $M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ из-за векторного характера $(Z\mu\bar{\mu})$ и $(\gamma\mu\bar{\mu})$ вершин. Вклад диаграмм *рис. 1* в $\text{Re} M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ равняется:

$$T_1 = i \frac{3G_F^2}{4\sqrt{2}\pi^2} m_\mu f_k \kappa \bar{\mu} \gamma_5 \mu, \quad /3/$$

где f_k - постоянная распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и M_w - масса заряженного векторного бозона модели ГФМ, $M_w \geq 37,5 \text{ ГэВ}$,

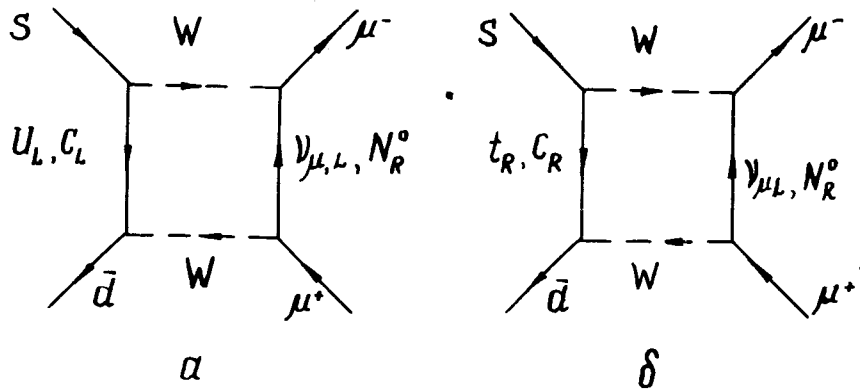


Рис. 1

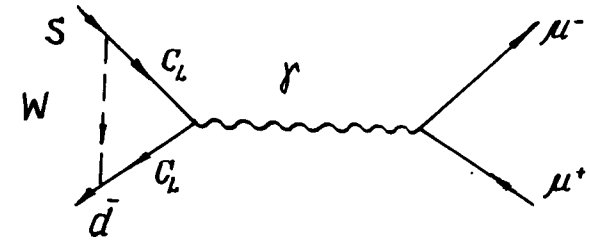


Рис. 4

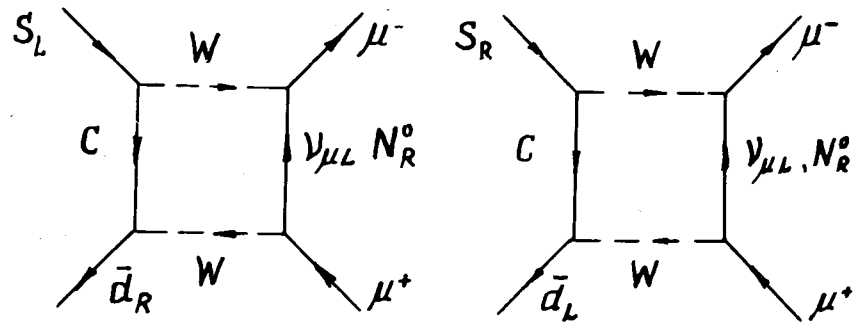


Рис. 2

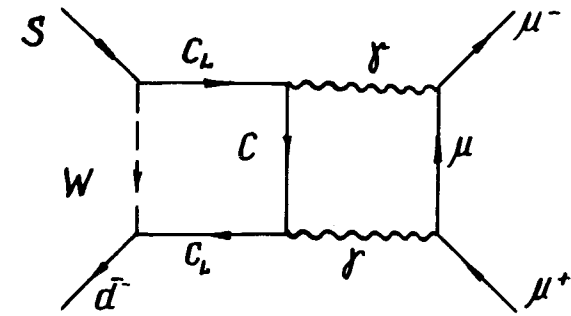


Рис. 5

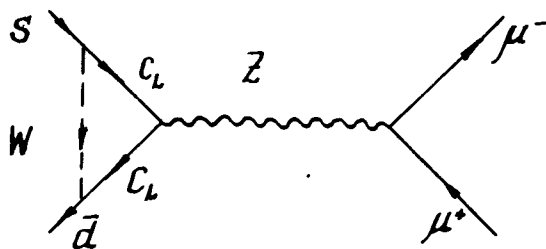


Рис. 3

Рис. 1-5. Диаграммы низшего порядка для процесса $s + \bar{d} \rightarrow \mu + \bar{\mu}$.

$$\begin{aligned} \kappa = & \left\{ m_c^2 \left(\ln \frac{M_w^2}{m_c^2} - 1 \right) + \frac{4}{3} \frac{m_c^2}{m_c^2 - m_N^2} (m_N^2 - m_c^2 + m_c^2 \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} - \right. \\ & \left. - m_N^2 \ln \frac{M_w^2}{m_N^2} \right\} \sin \theta_c \cos \theta_c + \left\{ m_c^2 \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} - m_t^2 \ln \frac{M_w^2}{m_t^2} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} \left[(m_c^2 - m_t^2) \left(\ln \frac{M_w^2}{m_N^2} - 1 \right) + \frac{m_t^4}{m_t^2 - m_N^2} \ln \frac{m_t^2}{m_N^2} - \frac{m_c^4}{m_c^2 - m_N^2} \ln \frac{m_c^2}{m_N^2} \right] \right\} \times \\ & \times \sin \theta_c \cos \theta_c. \end{aligned}$$

Выражение для T_1 получено в приближении $m_d, m_s, m_u \ll \ll m_t, m_c, m_N \ll M_w$. Выполненные расчеты показывают, что вклад диаграмм *рис. 2* приблизительно на порядок меньше вклада диаграмм *рис. 1*. Диаграммы двухфотонного обмена типа *рис. 5* возникают и при вычислении амплитуды процесса $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ в модели ГИМ и были рассмотрены в работе /11/. Более подробный анализ показывает, что их вклад в $\text{Re}M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ тоже на порядок меньше вклада диаграмм *рис. 1*. Следовательно,

$$\text{Re}M(K_L^0 \rightarrow 2\mu) \approx T_1. \quad /5/$$

Используя соотношения /2/, /3/ и /5/, получаем:

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu) = 1,2 \cdot 10^{-5} \Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma) + \frac{9}{32} \frac{G_F^2 K^2}{\pi^4 \sin^2 \theta_c} \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu),$$

где $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)$ - ширина распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.
Таким образом, экспериментальные данные /12/

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\mu) / \Gamma_L = (10 \pm 3) \cdot 10^{-9},$$

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma) / \Gamma_L = (4,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}, \quad /6/$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) / \Gamma_L \approx 2,66,$$

/ Γ_L - полная ширина K_L^0 мезона /

приводят к следующему ограничению:

$$\left(\frac{\kappa}{\sin 2\theta_c} \right)^{1/2} \lesssim 7,2 \text{ ГэВ}. \quad /7/$$

Обсудим вытекающие из условия /7/ следствия. Величина κ зависит от пяти параметров: m_c, m_t, m_N, M_w и θ . Зависимость κ от массы майорановского лептона m_N такова, что из условия /7/ нельзя получить

ограничение на эту массу. В дальнейшем мы будем предполагать, что $m_N \ll M_w$. Далее, как показано в работах /6/, физически предпочтительным является выбор значения параметра θ , близкого к нулю $\theta \approx 0$. В этом случае выражение для κ упрощается и принимает вид:

$$\kappa \approx m_c^2 \left\{ \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} - 1 + \frac{4}{3} \frac{1}{m_c^2 - m_N^2} \left(m_c^2 \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} - m_N^2 \ln \frac{M_w^2}{m_N^2} \right) - \frac{4}{3} \right\} \sin \theta_c \cos \theta_c. \quad /8/$$

Подставляя правую часть /8/ в условие /7/, получаем ограничение на массу c -кварка:

$$m_c \leq 4 \text{ ГэВ}. \quad /9/$$

Вклад сильных взаимодействий в амплитуду $\text{Re}M(K_L^0 \rightarrow 2\mu)$ можно оценить в асимптотически свободной теории - квантовой хромодинамике, аналогично тому, как это было сделано при рассмотрении распада $K_L^0 \rightarrow 2\mu$ в модели ГИМ /13/. Результат сводится к следующей замене в выражении /8/ для κ :

$$m_c^2 \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} \rightarrow m_c^2 \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} F(m_c^2, M_w^2),$$

где

$$F(m_c^2, M_w^2) = \left(\frac{g^2(m_c^2)}{16\pi^2} \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} \right)^{-1} \times \\ \times \left\{ 1 - \left(1 + 7 \frac{g^2(m_c^2)}{16\pi^2} \ln \frac{M_w^2}{m_c^2} \right)^{-1/7} \right\}$$

и $g(m_c^2)$ - эффективная константа сильных взаимодействий. Функция $F(m_c^2, M_w^2)$ слабо меняется, и ее значения близки к единице при изменении m_c и M_w в интервалах

$$1,5 \text{ ГэВ} \leq m_c \leq 4 \text{ ГэВ}, \quad 40 \text{ ГэВ} \leq M_w \leq 100 \text{ ГэВ}$$

Например, при $m_c \approx 3 \text{ ГэВ}$, $M_w \approx 40 \text{ ГэВ}$ и стандарт-

ном предположении $\frac{g^2(m_c^2 = 9 \text{ ГэВ}^2)}{4\pi} \approx \frac{1}{4}$, $F \approx 0,9$. Таким обра-

зом, учет сильных взаимодействий не ведет к существенному изменению оценки /9/.

Автор глубоко благодарен С.М.Биленькому за непрерывный интерес к работе в процессе ее выполнения. Автор благодарен также Д.Стаменову, М.Б.Волошину и П.Морозову за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

1. S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264 /1967/;
A. Salam. *Proc. of the Eight Nobel Symposium*
(J. Wiley, N. Y., 1968).
2. S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani. *Phys. Rev.*,
D2, 1285 /1970/.
3. J. Augustin et al. *Phys. Rev. Lett.*, 34, 764 /1975/.
4. R. M. Barnett. *Phys. Rev. Lett.*, 34, 41 /1975/;
H. Harari. *Phys. Lett.*, 57B, 265 /1975/.
5. A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow. *Phys. Rev.*,
D12, p. 3589 /1975/.
6. H. Fritzsch, M. Gell-Mann and P. Minkowski. *Phys.*
Lett., 59B, 256 /1975/; H. Fritzsch. *preprint*
CALT-68-524, 1975.
7. T. P. Cheng. *preprint Univ. of Missouri*, 1975.
8. А.Д. Долгов, В.И. Захаров, Л.Б. Окунь. *УФН*, 107, 537
/1972/.
9. M. K. Gaillard, B. W. Lee. *Phys. Rev.*, D10, 897 /1974/.
10. А.И. Вайнштейн, И.Б. Хрипович. *Письма в ЖЭТФ*,
18, 141 /1973/.
Е.Б. Богомольный, В.А. Новиков, М.А. Шифман. *ЯФ*,
т. 23, 825 /1976/.
11. М.Б. Волошин, Е.П. Шабалин. *Письма в ЖЭТФ*, 23,
123 /1976/.
12. *Particle Data Group, Rev. of Modern Physics*, 48,
No. 2, part II, 1976.

13. D. V. Nanopoulos, G. G. Ross. *Phys. Lett.*, 56B, 219
1975.
A. I. Vainstein, V. I. Zakharov, V. A. Novikov, M. A. Shif-
man. *Phys. Lett.*, 60B, 71, 1975.
M. K. Gaillard, B. W. Lee, R. Schork. *preprint CERN*,
TH-2066, 1975.
A. I. Vainstein, V. I. Zakharov, V. A. Novikov, M. A. Shif-
man, *preprint ITEP-35*, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 ноября 1976 года.