

РАСПАД $\mu \rightarrow e + \gamma$ И СМЕШИВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

В.А.Ковальчук, А.П.Рекало

В $SU(3) \times U(1)$ -модели слабого и электромагнитного взаимодействий рассмотрено смешивание заряженных тяжелых лептонов и вычислена вероятность распада $\mu \rightarrow e + \gamma$.

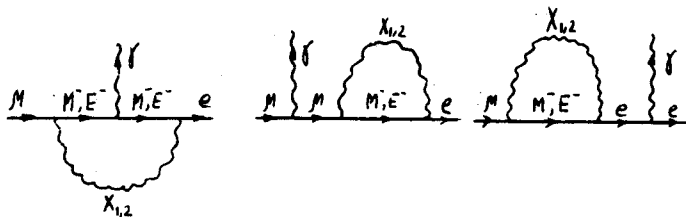
Проблема возможного несохранения лептонных чисел мюонного и электронного типа привлекает в последнее время большое внимание [1-6]. В рамках калибровочных теорий естественно ожидать несохранение мюонного числа в слабых взаимодействиях, если рассматривать его как лептонное число типа аромата (аналогично несохранению странности). Эффекты несохранения мюонного числа на уровне, близком к полученным экспериментальным оценкам [2], предсказываются в моделях с тяжелыми нейтральными лептонами [3], с дважды заряженными тяжелыми лептонами [4], с дополнительными скалярными бозонами [5], а также в моделях основанных на расширении группы калибровочной симметрии [6,7].

В настоящей работе изучаются эффекты несохранения мюонного числа в рамках калибровочной $SU(3) \times U(1)$ -модели, являющейся естественным расширением стандартной $SU(2) \times U(1)$ -модели единого описания слабых и электромагнитных взаимодействий [7]. При этом процессы с несохранением лептонных чисел, например, распад $\mu \rightarrow e + \gamma$, обусловлены смешиванием гипотетических тяжелых заряженных лептонов. Лептонные слабые мультиплеты в рассматриваемой модели имеют вид

$$(\nu_e, e^-, E^{\prime-})_L, (\nu_\mu, \mu^-, M^{\prime-})_L \text{ и } (E^0, E^{\prime-}, e^-)_R, (M^0, M^{\prime-}, \mu^-)_R$$

где E, M - "новые" тяжелые лептоны, $E^{\prime-} = E^- \cos \theta + M^- \sin \theta$, $M^{\prime-} = -E^- \sin \theta + M^- \cos \theta$, θ - угол смешивания лептонов.

Смешивание заряженных тяжелых лептонов может привести к опасной большой величине вероятности распада $\mu \rightarrow e + \gamma$, так что может возникнуть противоречие с опытом [8]. Мы показываем здесь, что в рамках $SU(3) \times U(1)$ -модели существует, однако, естественный механизм подавления, связанный с существованием дополнительной дискретной \sqrt{R} -симметрии лагранжиана [7].



Амплитуда процесса $\mu \rightarrow e + \gamma$ в рассматриваемой модели определяется в низшем порядке диаграммами с обменом нейтральными векторными X - и X_2 -бозонами и имеет вид

$$M = - \frac{eG}{32\pi^2\sqrt{2}} \cos\theta \sin\theta (m_\mu + m_e) \bar{e} \left\{ \sigma_{\alpha\beta} \epsilon_\alpha q_\beta \left[\left(\frac{1+l}{l} \right)^2 \frac{m_M^2 - m_E^2}{M_W^2} + 8 \frac{1+l}{l} \frac{m_M - m_E}{m_\mu - m_e} E \delta (\cos\epsilon - i\gamma_5 \sin\epsilon) \right] \right\} \mu, \quad (1)$$

где ϵ_α и q_β — 4-векторы поляризации и импульса фотона, G — константа Ферми слабого взаимодействия, m_μ , m_e — массы мюона и электрона, m_M , m_E — массы M^- и E^- -лептонов, l — параметр лагранжиана [7], ϵ — CP -нарушающая фаза, параметр δ определяет расщепление масс X_1 , X_2 -бозонов.

Пренебрегая массой электрона в (1) и учитывая неравенство $|\sin\epsilon| \ll 1$, легко получим величину относительной вероятности распада $\mu \rightarrow e\gamma$, $R_{\mu \rightarrow e\gamma} = \Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) / \Gamma(\mu \rightarrow e\nu)$:

$$R_{\mu \rightarrow e\gamma} = \frac{3\alpha}{64\pi} \sin^2\theta \cos^2\theta \left[\left(\frac{1+l}{l} \right)^2 \frac{m_M^2 - m_E^2}{M_W^2} + 8 \frac{1+l}{l} \delta \cos\epsilon \frac{m_M - m_E}{m_\mu} \right]^2, \quad (2)$$

где $\alpha = e^2/4\pi \cong 1/137$. Величина $R_{\mu \rightarrow e\gamma}$, таким образом, зависит не только от масс тяжелых заряженных лептонов, но и от параметров l , δ , определяющих массы X_1 , X_2 -бозонов. Допуская справедливость так называемой \sqrt{R} -симметрии [7], естественно ожидать для параметра δ значений в интервале

$$\delta \sim m_e/m_E \sim 10^{-4}, \quad \delta \sim m_\mu/m_M \sim 10^{-2}.$$

Из экспериментальных данных по глубоко неупругим реакциям с нейтральными токами, а также упругим $\nu_\mu p$, $\bar{\nu}_\mu p$, $\nu_\mu e$, $\bar{\nu}_\mu e$ и $\bar{\nu}_e e$ -реакциям было найдено $l = 0,2$ [7], что дает для масс X -бозонов величины порядка 55 ГэВ .

В силу малости величины l первое слагаемое в (1), (2), которое определяется лептонным механизмом сокращения [1], аналогичному стандартному механизму ГИМ [9], усилено множителем (в амплитуде) $(1+l)^2/l^2 = 36$ за счет отношения масс $(M_W/M_X)^4$.

Второе слагаемое в (1), (2) также оказывается усиленным множителем $8 \frac{1+l}{l} \frac{m_M - m_E}{m_\mu} \gg 1$, который возник из-за отклонения взаимодействия

X -бозонов с лептонами от $V \mp A$ -вариантов. Следует, однако, подчеркнуть, что это усиление в данном случае компенсировано за счет X_1 - X_2 -бозонного механизма сокращения (X -бозонный ГИМ!), а именно за счет параметра δ , определяющего расщепление масс $X_{1,2}$ -бозонов.

Используя экспериментальный верхний предел для $R_{\mu \rightarrow e\gamma} R < 3,6 \cdot 10^{-4}$ [2] получим при разумных предположениях $m_M + m_E \sim 10 \Gamma_{\delta\delta}$, $\delta \sim 10^{-4}$ (10^{-3} ; $\epsilon \sim 0$ следующую оценку

$$\left| \sin 2\theta \frac{m_M - m_E}{\Gamma_{\delta\delta}} \right| \lesssim 10^{-1} (10^{-2}).$$

Таким образом, мы показали, что в $SU(3) \times U(1)$ -модели слабых и электромагнитных взаимодействий влияние нейтральных слабых токов, изменяющих аромат, на величину эффекта нарушения мюонного числа сильно ослаблено механизмом X -бозонного ГИМ'а.

Авторы благодарны М.П.Рекало за полезные обсуждения и интерес к работе.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 марта 1978 г.

Литература

- [1] С.М.Биленький, Б.М.Понтекорво. УФН, 123, 181, 1977; Phys. Lett., 61B, 248, 1976; С.Т.Петков. ЯФ, 25, 641, 1977; J.D.Bjorken, K.Lane, S.Weinberg. Phys. Rev., D16, 1474, 1977.
- [2] P.Depommier, J.-P.Martin, J.-M.Poutisson et al. Phys. Rev. Lett., 39, 1113, 1977.
- [3] S.M.Bilenky, S.T.Petcov, B.Pontecorvo. Phys. Lett., 67B, 309, 1977; S.T.Petcov. Phys. Lett., 68B, 365, 1977; T.P.Cheng, L.F.Li. Phys. Rev., D16, 1425, 1977; W.J.Marciano, A.J.Sanda. Phys. Lett., 67B, 303, 1977.
- [4] F.Wilczek, A.Zee. Phys. Rev. Lett., 38, 531, 1977; G.Altarelli, L.Bauliu. Lett. Nuovo Cim., 19, 463, 1977.
- [5] E.Ma, S.Pakwasa. Phys. Lett., 68B, 161, 1977; J.D. Bjorken, S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 38, 622, 1977.
- [6] M.A.Bég, A.Sirlin. Phys. Rev. Lett., 38, 1113, 1977; N.G.Deshpande, R.C.Hwa, P.D.Mannheim. Phys. Rev. Lett., 39, 256, 1977; M.Abud, C.A.Savoy. Nuovo Cim., 42A, 67, 1977.

[7] B.W. Lee, S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 38, 1237, 1977.

[8] B.W. Lee, R.E. Shrock. Phys. Rev., D16, 1444, 1977.

[9] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970
