ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ИТЭФ- 9

Е.П.ШАБАЛИН

A21

ТЯЖЕЛЫЕ ЛЕПТОНЫ И РАСПАД $\mu \to e\gamma$

МОСКВА 1977

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ИТЭФ - 9

Е.П.Шабалин

ТЯЖЕЛЫЕ ЛЕПТОНЫ И РАСПАД $\mu \to e\gamma$

Москва 1977

УДК 530.145:538.3 М-16

Показано, что при наличии тяжелых лептонов и их смешивания в рамках калибровочных схем теории слабого взаимодействия распад $\mu \to e\gamma$ возможен на уровне, близком к достигнутому на эксперименте.

A B S T R A C T

It is shown in the frame of gauge theory of weak and electromagnetic interactions that if the heavy leptons exist, $\mu \to e\gamma$ decay is possible with branching ratio 10^{-9}.

Работа поступила в ОНТИ 20/I-1977 г.

Подписано к печати 25/I-77г. Т - 01622. Печ. л. 0,5.
Формат 70 х 108 1/16. Тираж 230 экз. Заказ 9. Цена 3 коп.

Отдел научно-технической информации ИТЭФ, 117259, Москва

Вопрос о существовании распадов $\mu \to e\gamma$ является по существу вопросом о том, как устроены слабые лептонные взаимодействия и сколько лептонов имеется в природе. Если лептоны исчерпываются четырьмя известными e, ν_e, μ, ν_μ, причем e, μ и ν_e, ν_μ являются в отсутствие слабого взаимодействия ортогональными состояниями, то в теории с сохранением лептонного заряда распад $\mu \to e\gamma$ возможен только при условии, что ν_e и ν_μ являются состояниями типа [I-5]:

$$\nu_e = \nu_1 \cos\beta + \nu_2 \sin\beta \quad ; \quad \nu_\mu = -\nu_1 \sin\beta + \nu_2 \cos\beta, \qquad (\mathrm{I})$$

причем по крайней мере у одного из лептонов ν_1, ν_2 масса отлична от нуля, или же оба лептона массивны, но $m_{\nu_1} \neq m_{\nu_2}$.

Тогда в калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий [6] распад $\mu \to e\gamma$ описывается диаграммами рис. I, а матричный элемент имеет вид[x)]

$$\mathcal{M} = \frac{i\, e\, G \sin\beta \cos\beta}{8\sqrt{2}\,\pi^2}\, \bar{u}_e (1-\gamma_5)\Big[\frac{m_\mu}{4}\, \sigma_{\alpha\rho}\, q_\rho - (q^2\gamma_\alpha - \hat{q}\, q_\alpha)\Big] u_\mu \cdot A_\alpha(q), \qquad (2)$$

где G константа фермиевского взаимодействия, M_W – масса

x) В формуле опущены члены порядка m_e/m_μ и m_μ^2/M_W^2.

заряженного векторного мезона, m_{ν_1} и m_{ν_2}- массы нейтральных лептонов, а m_μ -масса мюона. Отметим, что наша формула радикально отличается от соответствующей формулы работы [1], не удовлетворяющей требованию калибровочной инвариантности и совпадает (для реального кванта) с результатом работы [7].

Вероятность распада $\mu \to e\gamma$ есть

$$W(\mu \to e\gamma) = \frac{\alpha G^2 m_\mu^5}{128\pi^4 \cdot 16} \left(\frac{m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2}{M_W^2} \right)^2 \sin^2\beta \cos^2\beta, \quad (3)$$

где $\alpha = e^2/4\pi$.

При максимальном смешивании ν_1 и ν_2 в мюонном и электронном нейтрино (то есть при $2\sin\beta\cos\beta = 1$) граница на возможные значения масс m_{ν_1} и m_{ν_2} оказывается меньше 35 эв [8], а данные [9], позволяющие оценить масштаб возможных осцилляций состояний ν_e и ν_μ, указывают на то, что $|m_{\nu_1} - m_{\nu_2}| \lesssim 0,1$ эв [5]. При таких ограничениях

$$R = \frac{W(\mu \to e\gamma)}{W(\mu \to e\nu\tilde{\nu})} = \frac{3\alpha}{128\pi} \left(\frac{m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2}{M_W^2} \right)^2 < 10^{-45}. \quad (4)$$

Поэтому обнаружение распадов $\mu \to e\gamma$ с существенно большей вероятностью могло бы свидетельствовать либо в пользу моделей с несохранением лептонного заряда [10,11] x), либо свидетельствовать о существовании тяжелых лептонов. Например, удваивая число лептонов, можно обобщить схему Вайнберга [6], выбрав дублеты левых лептонов в виде

---

x) В этих моделях R ограничено значением $R < 2,5 \cdot 10^{-25}$ при $M_W > 40$ гэв.

$$\begin{pmatrix} \nu_e\cos\delta+N\sin\delta \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_e\sin\delta-N\cos\delta \\ E^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu\cos\delta+N'\sin\delta \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu\sin\delta-N'\cos\delta \\ M^- \end{pmatrix}_L. \quad (5)$$

где $N=N_1\cos\beta+N_2\sin\beta$, $N'=-N_1\sin\beta+N_2\cos\beta$. N_1, N_2, E^-, M^- – тяжелые лептоны, а ν_e и ν_μ –безмассовые (или имеющие массу меньше 35 эв и 0,65 мэв [I5] , соответственно) лептоны. Очевидно, что в модели (5) формула для R будет иметь вид

$$R=\frac{3\alpha\, tg^4\delta}{128\cdot\pi}\left(\frac{m^2_{N_1}-m^2_{N_2}}{M^2_W}\right)^2. \quad (6)$$

Возможен и иной способ смешивания лептонов. Например, используя систему из шести лептонов ν_e , e^-, E^- и ν_μ, μ^-, M^-, можно построить $SU(2)\otimes U(1)$- калибровочную теорию с двумя дублетами и двумя синглетами левых лептонов

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e\cos\delta+E\sin\delta \end{pmatrix}_L, (e\sin\delta-E\cos\delta)_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu\cos\delta+M\sin\delta \end{pmatrix}_L, (\mu\sin\delta-M\cos\delta)_L. \quad (7)$$

в которой имеется взаимодействие

$$[\bar{e}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)E+\bar{\mu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)M]Z_\alpha+h.c.$$

Если E и M являются комбинациями типа

$$E=l_1\cos\beta+l_2\sin\beta \; ; \qquad M=-l_1\sin\beta+l_2\cos\beta \; ,$$

то вершина $\mu\to e\gamma$ описывается диаграммами рис. 2, а матричный элемент есть

$$\mathcal{M}' = \frac{e G \sin\beta\cos\beta}{8\sqrt{2}\,\pi^2}\, tg^2\delta\; \bar{u}_e(1-\gamma_5)\Big[\Big(\frac{m_{l_1}^2 - m_{l_2}^2}{M_Z^2}\cdot \ln\frac{M_Z^2}{m_{l_{1,2}}^2}\Big)\cdot$$

$$\cdot\frac{m_\mu}{4}\,\sigma_{\alpha\beta}\, q_\beta + 2I(q^2, m_{l_{1,2}}^2)(q^2\gamma_\alpha - \hat{q} q_\alpha)\Big] u_\mu\, \mathcal{A}_\alpha(q), \qquad (8)$$

где M_Z –масса нейтрального векторного мезона, а

$$I(q^2, m_{l_{1,2}}^2) = \int_0^1 z(1-z)\,dz\, \ln\frac{m_{l_1}^2 - q^2 z(1-z)}{m_{l_2}^2 - q^2 z(1-z)}.$$

В формуле (8) первое слагаемое в квадратных скобках совпадает с результатом работы [12], а второе слагаемое содержит дополнительный множитель 1/2, на необходимость которого указывалось в работах [13,]. Слагаемое, отвечающее индуцированному заряду, в случае модели (7) оказывается много больше, чем в модели (5), так что его учет может существенно повлиять на величину ширины распада $\mu \to ee\bar{e}$, вычисленной в модели (7). Полагая $2\sin\beta\cos\beta = 1$, для величины R в модели (7) получим

$$R' = \frac{3\alpha\, tg^4\delta}{128\cdot\pi}\Big[\frac{m_{l_1}^2 - m_{l_2}^2}{M_Z^2}\,\ln\frac{M_Z^2}{m_l^2}\Big]^2. \qquad (9)$$

Учитывая связь между M_Z и M_W в модели Вайнберга, можно заключить, что при $m_l \leq 4$ гэв

$$\Big[\frac{m_{l_1}^2 - m_{l_2}^2}{M_Z^2}\,\ln\frac{M_Z^2}{m_l^2}\Big] \Big/ \Big[\frac{m_{l_1}^2 - m_{l_2}^2}{M_W^2}\Big] \geq 4.$$

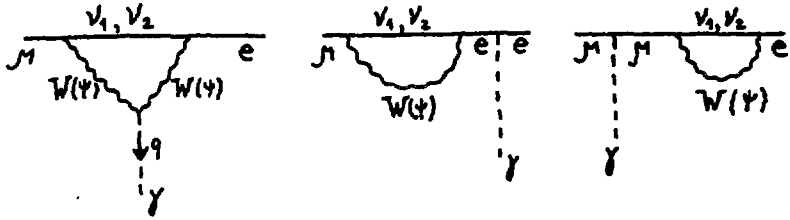
Поэтому заряженные лептоны в модели (7) могут давать такие же значения R, как вдвое более тяжелые нейтральные лептоны модели (5).

В настоящее время экспериментальное ограничение на величину R есть

$$R < 2{,}2 \cdot 10^{-8} \qquad [14],$$

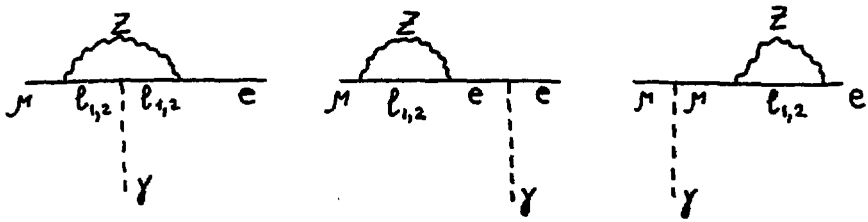
и ни один известный механизм, кроме рассмотренного в данной работе, не может дать величину R, сколько-нибудь близкую к доступному в ближайшее время уровню измерений. Поэтому наблюдение распада $\mu \to e\gamma$ на уровне 10^{-9} – 10^{-10} от вероятности распада мюона с несомненностью свидетельствовало бы в пользу существования тяжелых лептонов с массами порядка нескольких гэв. Наличие множителя $tg^2\delta$ и структура вершины $\mu \to e\gamma$ не позволяет сделать более строгое предсказание в отношении масс тяжелых лептонов.

Автор благодарит С.М.Биленького за сообщение о работе Петкова [7] и Л.Б.Окуня за полезные обсуждения.



ν₁, ν₂
μ
e
W(ψ)
W(ψ)
q
γ
ν₁, ν₂
μ
e
e
W(ψ)
γ
ν₁, ν₂
μ
μ
e
W(ψ)
γ

Рис. I



Z
μ
ℓ₁,₂
ℓ₁,₂
e
γ
Z
μ
ℓ₁,₂
e
e
γ
Z
μ
μ
ℓ₁,₂
e
γ

Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Eliezer S., Ross D. Phys.Rev., 1974, D10, p.3088.
2. Bilenky S.M., Pontecorvo B. Phys.Lett., 1976, 61B, p.248.
3. Fritsch H., Minkowski P. Phys.Lett., 1976, 62B, p.72.
4. Eliezer S., Swift A. Nucl.Phys., 1976, B105, p.45.
5. Биленький С.М., Понтекорво Б. ЯФ, 1976, 24, с.603.
6. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264.
7. Petcov S.T. Preprint JINR, 1976, E-1076.
8. Третьяков Е.Ф. и др. Изв.Ак.Наук, Серия физ., 1976, 40, № 10, с.2026.
9. Nezrick F., Reines F. Phys.Rev., 1966, 142, p.852.
10. Gribov V., Pontecorvo B. Phys.Lett., 1969, 28B, p.493.
11. Щепкин М.Г. ЯФ, 1973, 18, с.153.
12. Gaillard M., Lee B.W. Phys.Rev., 1974, D10, p.897.
13. Фламбаум В.В. ЯФ, 1975, 22, с.662.
14. Particle Data Group. Rev.Mod. Phys., 1976, 48, № 2, part II.

3 коп.